

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ
CENTRAS

JUSTINAS GALINIS

PARAMETRINĖS
FLUORESCENCIJOS ŽADINAMOS
NEKOHERETINIAIS ŠVIESOS
ŠALTINIAIS TYRIMAS

Daktaro disertacija
Fiziniai mokslai, Fizika (02P)

Vilnius, 2014 metai

Disertacija rengta 2010 – 2014 metais Vilniaus universitete

Mokslinis vadovas:

dr. Gintaras Tamošauskas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika
- 02P).

Pratarmė

Fizikas! Ar tai nuosprendis, ar tai nuopelnas? Būna iš žmonių girdžiu: „Oho, fiziką studijuoji? Turėtų būti labai sunku...“ Tai ir susimąstai tada ar jie į tave su baiminga pagarba žiūri, ar su liūdnu gailėsčiu. Niekada fizika man nesisiejo su žodžiu: „sunku“. Fiziku netapau iš reikalo ar iš būtinybės. Esu žingeidus jaunuolis, trokštantis pažinti pasaulį, pažinti gamtos reiškinius, o fizika - ideali sritis, kurioje galiu plėsti savo suvokimą apie mus supantį pasaulį. Kita vertus, fizika nėra vienintelė mane dominanti sritis. Istorija ir muzika – dar dvi palydovės, lydinčios mane visą gyvenimą. Visada patiko pasaulio ir Lietuvos istorija, ypač mėgstu karo istoriją. Dainos ir muzika mane lydi nuo pat mažų dienų. Neabejotinai iki to laiko, kai išmokau pirmą fizikinę formulę, jau daugybę kartų buvau koncertavęs scenoje. Ir dabar gerokai dažniau koncertuose dalyvauju kaip dalyvis, o ne kaip klausytojas. Tik laimingo atsitiktinumo dėka tapau profesionaliu fiziku ir likau pusiau profesionaliu muzikantu ir mėgėju istoriku.

Šis mano vardo kūrinys, esantis Jūsų rankose, yra daugybės teigiamų aplinkybių ir mane supusių žmonių darbo vaisius. Tai nėra vien mano ir tik mano darbo rezultatas. Juk būdamas vienas negyvenamoj saloj neparašysi disertacijos! Iš ko pirksi mokslinę įrangą? Pas ką praeisi Viešuosius Pirkimus? Iš kur gausi prieigą prie mokslinės literatūros? Galų gale, kam papasakosi apie savo mokslinius pasiekimus? Viena yra mokslinė parama, tačiau labiausiai neįkainojama yra moralinė parama. Daugybė žmonių, tiesiogiai ar netiesiogiai, prisidėjo prie to, kad ši disertacija išvystų dienos šviesą. Todėl norėčiau išreikšti jiems padėką.

Visų pirma, dėkoju tėvams, kad išauklėjo mane Lietuvos patriotu ir žingeidžiu jaunuoliu. Dėkoju sesutėms už moralinę paramą ir teikiamą gyvenimo išmintį. Dėkoju draugų būriui: buvusiems choristams Daumantui už nuoširdžius pašnekesius ir smagiai, nors ir retai leidžiamą laiką kartu, Vytautui už begalinį neišsenkantį humorą, Aistei, Algirdui ir Ingai už smagias

keliones kartu, Mildai už muzikalius vakarus. Dėkoju Dovilei už japonišką kultūrą dvelkiantį šelmiškumą. Dėkoju Augustei už tai, kad ji yra šalia, už kantrybę ir už humoru užpildytas kasdienes akimirkas. Dėkoju būriui bendradarbių: Gintarui, Donatui, Nailiui, Ievai už įvairiausios tematikos diskusijas ir už garso sistemų perklausas. Dėkoju Naugarduko fronto atstovams: Violetai, Jolantai, Kristupui už begalinį norą perteikti fizikos žinias tiems, kurie jų nenori įgyti. Dėkoju kolegoms italams Maria, Alessia, Marco, Silvia, Manuel, čekams Ondrey, Radek ir kitiems už teigiamą atmosferą svečiose užsienio institucijose. Barakiniam draugui Vytautui už buitinius vakarus, pulo partijas ir lazerių šou. Ingai su Andriumi už teisingą požiūrį į muziką. Domui už neaprėpiamo platumo filosofinius vakarus ir už iš atminties neišdylančius kortų triukus. Ačiū Gediminui su Živile už stalo žaidimų vakarus. Ačiū Napoleonistams už parako skonį ir kvapą. Ačiū geriausiam visų laikų gitaristui Jimi Hendrix už neįtikėtiną muziką, pranokusią jo laikmetį. Ačiū Vievio choreliui už liaudišką muziką ir šokius. Ačiū savam chorui „Aidija“ ir mūsų vadovui Romui už galimybę atlikti neregėto grožio muziką ir skleisti muzikinius virpesius klausytojams.

Ačiū Jums, kad išdrįsote atsiversti šį veikalą.

Turiny

Trumpiniai	6
Įvadas	7
1 Parametrinės fluorescencijos netiesinėse terpėse prigimtis	18
1.1 I ir II tipo parametrinės fluorescencijos geometriniai ypatumai	19
1.2 Teorinis parametrinės fluorescencijos aprašymas kaupinant plokščiąja monochromatine banga	21
2 Parametrinės fluorescencijos žadinamos didelės galios mėlynų šviesos diodu tyrimas	26
2.1 Eksperimento schema	27
2.2 Parametrinės fluorescencijos erdviniai skirstiniai	31
2.3 II tipo parametrinės fluorescencijos BBO kristale ypatumai .	32
2.4 I tipo parametrinės fluorescencijos galios analizė	35
2.5 Apibendrinimas	36
3 Parametrinės fluorescencijos žadinamos didelės galios mėlynų šviesos diodu teorinis modeliavimas	38
3.1 Teorinis parametrinės fluorescencijos modelis žadinant nekoherentiniais šaltiniais	40
3.2 Eksperimentinių parametrinės fluorescencijos erdvinių skirstinių teorinis charakterizavimas	42
3.3 Apibendrinimas	49
4 Bifotonų, žadinamų mėlynų šviesos diodu, statistikos tyrimai	51
4.1 Eksperimento schema	53

4.2	Bifotonų statistinio pasiskirstymo tyrimas naudojant skirtingų erdvinių savybių kaupinimo pluoštą	54
4.3	Detektorių postimpulsų įtaka modų parametrai	58
4.4	Apibendrinimas	61
5	Parametrinės fluorescencijos, žadinamos mėlynu šviesos diodu LiIO_3 kristale, fotonų sutapimų tyrimas	62
5.1	Susietųjų fotonų taikymai kvantinėje optikoje	63
5.1.1	EPR paradoksas ir Bell'o nelygybės	63
5.1.2	Kvantiniai skaičiavimai ir teleportacija	65
5.1.3	Kvantinė kriptografija ir kiti taikymai	67
5.2	Fotonų sutapimų registravimo metodika ir tyrimo motyvacija	69
5.3	Eksperimento schema	71
5.4	Fotonų porų, žadinamų skirtingų savybių kaupinimo pluoštu, sutapimų rezultatai	74
5.5	Fotonų sutapimų priklausomybė nuo detektoriaus erdvinės pozicijos ir nuo kristalo pasukimo kampo	77
5.6	Fotonų sutapimų, detekcijos kanaluose naudojant diaugiamodį ir vienamodį šviesolaidžius, tyrimas	79
5.7	Apibendrinimas	80
6	Dvyninio lauko žadinamo nekoherentiniu šviesos šaltiniu ko-kybės skaitmeninis modeliavimas	83
6.1	Parametrinės fluorescencijos fotonų sutapimų teorinis modelis	84
6.1.1	Geometrinis faktorius	87
6.2	Nekoherentinės spinduliuotės taikymo dvyninio lauko žadinimui perspektyvos	89
6.3	Plataus spektro parametrinės fluorescencijos žadinimo dispersinėje terpėje modeliavimas	93
6.3.1	Bifotonio lauko optimizavimo modeliavimas keičiant kaupinimo erdvinio ir dažnių spektro plotį	98
6.4	Dvyninio lauko, kaupinamo nekoherentine spinduliuote, fotonų sutapimų ribotos apertūros detekcijos kanaluose teorinis tyrimas	100
6.5	Eksperimentinių dvyninio lauko fotonų sutapimų rezultatų teorinis modeliavimas	103

6.5.1	Kaupinimo pluošto spektrinių savybių įtaka dvyninio lauko kokybei	104
6.5.2	Detektoriaus pozicijos ir netiesinio kristalo orientacijos įtaka dvyninio lauko kokybei	108
6.5.3	Fotonų sutapimų vienamodžiam ir daugiamodžiam šviesolaidžiuose rezultatų teorinis modeliavimas . . .	111
6.6	Apibendrinimas	113
	Išvados	115
	Literatūra	119
	Curriculum vitae	130

Trumpiniai

ADP - H_6NO_4P - amonio dihidrofosfatas

BBO - βBaB_2O_4 - beta-bario boratas

CCD - krūvio sąsajos įtaisas (angl. *Charge-Coupled Device*)

e poliarizacija - nepaprastoji poliarizacija (angl. *extraordinary*)

EMCCD - krūvio sąsajos įtaisas su elektronų daugintuvu (angl. *Electron Multiplying Charge-Coupled Device*)

FWHM - plotis pusės amplitudės aukštyje (angl. *Full Width at Half Maximum*)

iCCD - krūvio sąsajos įtaisas su signalo stiprintuvu (angl. *intensified Charge-Coupled Device*)

KDP - KH_2PO_4 - kalio dihidrofosfatas

NA - skaitmeninė apertūra (angl. *Numerical Aperture*)

o poliarizacija - paprastoji poliarizacija (angl. *ordinary*)

PF - parametrinė fluorescencija

TTL - elektrinis loginis signalas (angl. *Transistor-Transistor Logic*)

Įvadas

*Tuomet Dievas tarė: "Tebūnie šviesa!". Ir šviesa pasirodė. Dievas matė, kad šviesa buvo gera, ir Dievas atskyrė šviesą nuo tamsos.**

*Šventasis Raštas, Pradžios knyga. 1, 3-4.

Nuo akimirkos, kai Dievas sukūrė šviesą, nuo Didžiojo Sprogimo, praėjo daugiau nei 13 mlrd. metų, nyko vienos žvaigždės ir galaktikos, kūrėsi kitos, tačiau klausimai, kas yra šviesa, kokia jos prigimtis, nėra atsakyti iki šiol. Per pastaruosius kelis tūkstančius metų daugybę kartų keitėsi šviesos prigimties suvokimas, priklausomai nuo garbaus filosofo ar mokslininko autoritetingumo šviesa būdavo apibūdinama tai dalelėmis, tai bangomis. Galų gale, atsiradus daugybei eksperimentinių įrodymų, patvirtinančių abejas teorijas, buvo pripažinta dvilypė šviesos prigimtis. 20 amžius buvo ypatingai turtingas mokslinių atradimų. Vienas ryškiausių ir svarbiausių mokslinių kūrinų – lazeris – plačiai atvėrė vartus į naujas mokslinių tyrimų sritis. Lazeris tapo neatsiejamu įrankiu įvairiose mokslinėse laboratorijose, kuriose tyrinėjama tiek pati šviesa, tiek ir jos sąveika su medžiaga.

Jau per pirmuosius keletą lazerio gyvavimo metų buvo ištyrinėta įvairiausių optinių reiškinių, kurie pasireiškia medžiagą veikiant itin intensyviu šviesos lauku - antrosios harmonikos generacija, optinė parametrinė generacija ar priverstinis parametrinis stiprinimas [1]. Kuriantis naujoms technologijoms lygiagrečiai vystėsi ir teorija, netiesinės optikos ar kvantiniu požiūriu aprašanti naujai tyrinėjamus reiškinius. Teoriškai nagrinėjant optinio parametrinio stiprintuvo triukšmus buvo atrasta parametrinė fluorescencija (PF) [2, 3]. Praėjo keletas metų ir teoriniai samprotavimai buvo realizuoti eksperimentiškai LiNbO₃ kristale, naudojant argono dujų lazerio spinduliuotę [4, 5]. Ilgainiui tyrimų vis daugėjo ir mokslinėje bendruomenėje įsitvirtino tradicija PF žadinti lazerine spinduliuote.

PF dar kitaip galima būtų vadinti kaupinimo fotonų sklaida, kadangi šio proceso metu kaupinimo fotonas pagal energijos ir judesio kiekio tvermės dėsnius išskaidomas į du mažesnio dažnio parametrinius fotonus. Parametriniai fotonai dvyniai pagal susitarimą yra vadinami signaliniu (didesnio dažnio) ir skirtuminiu (mažesnio dažnio) fotonu. Šią parametrinę spinduliuotę galima dar vadinti bifotoniu arba dvyniniu lauku, kadangi ją sudaro fotonų poros arba fotonai-dvyniai, gimstantys iš atskirų kaupinimo fotonų. Dėl kvadratinio netiesiškumo netiesinių terpių dispersinių savybių ir fazinio sinchronizmo sąlygų dvyninis laukas pasižymi charakteringu kūginiu fotonų pasiskirstymu erdvėje. Ypatingas dvyninio lauko atvejis yra susietieji fotonai, kai fotonai tarpusavyje yra susieti tiek energija, tiek poliarizacija, tiek sklidimo kryptimi. Susietieji fotonai savo ruožtu plačiai taikomi įvairiausiuose kvantinės optikos eksperimentuose [6–12]. Dėl šios priežasties vienas iš pagrindinių PF taikymų yra susietųjų fotonų generacija [13].

Nors ir PF išskirtinai yra žadinama lazerine spinduliuote, tačiau mokslinėje literatūroje galima rasti eksperimentinių pavyzdžių, kai PF generuojama naudojant erdviškai nekoherentinę spinduliuotę – gyvsidabrio lempos spektrinę liniją [15]. Kita vertus, nėra atlikta jokių mokslinių tyrimų, kuriuose dvyninio lauko žadinimui būtų naudojama tiek erdviškai, tiek ir laikiškai nekoherentinė spinduliuotė. Yra puikiai žinoma, kad mažo galios keitimo atveju, kai nepasireiškia sąveikoje dalyvaujančių laukų stiprinimas, PF galia tiesiogiai priklauso nuo kaupinimo galios, bet ne nuo jo intensyvumo [1]. PF nėra slenkstinis procesas kaip dvifotonė sugertis arba baltos šviesos superkontinuumo generacija. PF – tai tikimybinis procesas, todėl visiškai nėra svarbu, ar visa kaupinimo energija yra sutelkta ultratrumpame impulse, ar ilgame impulse, PF galios išeiga bus visiškai ta pati. Todėl kyla atviras klausimas, ar galima užregistruoti PF, žadinamą paprasto šviestuko spinduliuote, ir kokiomis savybėmis pasižymėtų šioji dvyninio lauko spinduliuotė.

Lazerine spinduliuote žadinamas dvyninis laukas pasižymi tuo, kad jo spektrinės komponentės yra išsidėsčiusios siauruose erdviniuose kampuose. Pats šviesos kūgis pasižymi dideliu simetriškumu, todėl kvantinės optikos eksperimentuose taikomi susietieji fotonai yra aukštos kokybės. Susietųjų fotonų kokybę šiuo atveju galima apibūdinti kaip santykinį susietųjų fotonų kiekį visų registruojamų fotonų detekcijos kanaluose atžvilgiu. Dviejuose detekcijos kanaluose nesunku pasiekti didelį susietųjų fotonų srautą dėl

didelio lazerinės spinduliuotės spektrinio skaisčio, ir aukštą jų kokybę – praktiškai visi registruojami fotonai yra tarpusavyje susieti. Kokį fotonų susiejimo lygį išlaikytume, jeigu kaupinimui naudotume ne lazerinę spinduliuotę? Kokios kaupinimo savybės, ar platus erdvinis, ar platus dažnių spektras turėtų didesnę įtaką susietųjų fotonų srautui ir jų kokybei? Juk būtent didelis susietųjų fotonų srautas ir aukšta jų kokybė yra pagrindiniai kriterijai dvyninio lauko taikymui kvantinėje optikoje. Plataus spektro lazerinės spinduliuotės šaltiniai, tokie kaip baltos šviesos superkontinuumo generatoriai, dažnai yra itin brangios, technologiškai sudėtingos sistemos. Tuo tarpu nekoherentinės šviesos šaltiniai (šviesos diodai, dujų išlydžio lempos, metalų garų lempos) yra kompaktiški, pigūs, lengvai komerciškai prieinami šaltiniai. Verta paminėti ir tai, kad tokie šaltiniai kaip šviesos diodai pasižymi itin didžiule spektrine įvairove: nuo ultravioletinės iki vidurinės infraraudonosios šviesos srities.

Pagrindinis šios disertacijos tikslas buvo eksperimentiškai ištirti galimybę generuoti parametrinę fluorescenciją tiek laikiškai, tiek ir erdviškai nekoherentine spinduliuote – didelės galios mėlynu šviesos diodu. Taip pat nustatyti, kokią įtaką turi erdvinė ir spektrinė kaupinimo spinduliuotės sudėtis dvyninio lauko savybėms, nustatyti galimybes keisti dvyninio lauko struktūrą, išnagrinėti galimybes dvyninį lauką, žadinamą mėlynu šviesos diodu, taikyti kvantinės optikos eksperimentuose.

Užduotys nagrinėjamos disertacijoje

Rašant disertaciją buvo nagrinėjamos šios užduotys:

1. Nekoherentinių šaltinių panaudojimo PF žadinimui tyrimas įvairiuose netiesiniuose kristaluose (KDP, LiIO_3 , BBO). PF erdviųjų skirstinių priklausomybės nuo kaupinimo pluošto erdviųjų ir dažnių spektro parametrų tyrimas.
2. Skaitmeninio PF modeliavimo programos kūrimas. Skaitmeninė eksperimentinių duomenų analizė ir jų atkūrimas skaitmeniniu modeliavimu, siekiant paaiškinti PF pluošto tiek erdvines, tiek spektrines savybes.
3. Dvyninio lauko, žadinamo nekoherentine spinduliuote pavienių fotonų srauto statistinių savybių tyrimas. Detektorių postimpulsų generacijos

įtakos statistiniam dvyninio lauko fotonų pasiskirstymui analizė.

4. Dvyninio lauko, žadinamo nekoherentine spinduliuote, fotonų sutapimų eksperimentinis tyrimas. Kaupinimo pluošto erdvinių ir dažnių spektro parametrų, detekcijos erdvinių ir spektrinių savybių bei netiesinės terpės orientacijos įtakos dvyninio lauko tiek pavienių fotonų, tiek ir fotonų sutapimų srautų kokybinėms ir kiekybinėms savybėms tyrimas.
5. Dvyninio lauko fotonų sutapimų teorinio modeliavimo programos kūrimas.
6. Nekoherentinio šaltinio taikymo kokybiško dvyninio lauko žadinimui perspektyvų teorinis tyrimas.
7. Dvyninio lauko, žadinamo nekoherentine spinduliuote dispersinėje terpėje, kokybinių parametrų teorinis tyrimas naudojant tiek ribotos, tiek ir neribotos apertūros detekcijos kanalus.
8. Skaitmeninė fotonų sutapimų eksperimentinių rezultatų analizė, siekiant kokybiškai paaiškinti pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srautų laikines ir erdvines savybes.

Mokslinių tyrimų naujumas

1. Pirmą kartą eksperimentiškai pademonstruota PF generacija žadinimui naudojant nekoherentinę spinduliuotę – didelės galios mėlyną šviesos diodą – didelės apertūros netiesinėse terpėse. Eksperimentiškai pademonstruota, kad didelio jautrio šiuolaikiniais detektoriais įmanoma užregistruoti silpnus PF signalus.
2. Pirmą kartą teoriškai ištirta kaupinimo pluošto tiek laikinių, tiek ir erdvinių spektrinių savybių įtaka PF galios erdviniam pasiskirstymui. Sukurta teorinio modeliavimo programa leidžia tiek kokybiškai, tiek ir kiekybiškai aprašyti dvyninio lauko, žadinamo visiškai nekoherentine spinduliuote, tiek erdvines, tiek ir spektrines savybes. Naudojant šios programos skaitmeninio modeliavimo rezultatus galima nustatyti optimalias eksperimentines sąlygas, kuriomis būtų sužadinamas norimų spektrinių savybių PF laukas.

3. Atlikta dvyninio lauko, žadinamo nekoherentine spinduliuote, statistinė analizė. Pasiūlytas neigiamo binominio skirstinio modulio parametras, kuriuo galima įvertinti detektorių postimpulsų generavimo tikimybę. Taip pat pasiūlytos eksperimentinių sąlygų modifikacijos, kurias naudojant būtų galima korektiškai atlikti statistinius plačiajuosčio dvyninio lauko tyrimus.
4. Pirmą kartą eksperimentiškai pademonstruoti dvyninio lauko, žadinamo nekoherentine spinduliuote, fotonų sutapimų matavimai. Minėti matavimai leidžia kokybiškai aprašyti dvyninį lauką ir nusakyti jo tinkamumą kvantinės optikos taikymams. Eksperimentiškai užregistruoti pakankamai dideli fotonų sutapimų srautai ir vidutinis santykinis fotonų sutapimų kiekis leidžia teigti, kad nekoherentinė spinduliuotė gali būti taikoma kvantinės optikos eksperimentuose kaip vidutinės kokybės dvyninio lauko žadinimo šaltiniai.
5. Teoriškai ištyrinėtos plačiajuosčio nekoherentinio kaupinimo perspektyvos dvyninio lauko žadinimui. Taip pat teoriškai nustatyta kaupinimo erdviųjų ir spektrinių savybių įtaka fotonų sutapimų srauto savybėms. Nustatyta, kad plačiajuosčio nekoherentine spinduliuote žadinami dvyniniai laukai savo kokybinėmis savybėmis niekuo nenusileidžia dvyniniams laukams, žadinamiems plačiajuosčio lazerine spinduliuote. Teorinio modeliavimo programa taip pat leidžia nustatyti optimalius detekcijos kanalų erdviuosius ir spektrinius parametrus kokybiško fotonų sutapimų srauto generavimui.

Praktinė nauda

Pagrindinė atliktų tyrimų nauda yra ta, kad eksperimentiškai buvo nustatyta, jog nekoherentiniai šaltiniai yra tinkami dvyninio lauko generavimui ir taikymui kvantinės optikos eksperimentuose. Savaimė suprantama, kad didžiausia dvyninio lauko kokybė yra pasiekama naudojant siaurajuosčio lazerinę spinduliuotę. Kita vertus, taikymams, kuriuose reikalingas vidutinės kokybės dvyninių fotonų srautas, nekoherentiniai šaltiniai būtų puiki alternatyva lazerinėms sistemoms. Pagrindiniai nekoherentinių šaltinių privalumai – maža kaina, paprasta gamybos technologija ir didžiulė komercinė skirtingo bangos ilgio šaltinių įvairovė. Viena svarbiausių neko-

herentine spinduliuote žadinamų dvyninių laukų taikymo sričių galėtų būti kvantinė tomografija. Šiuo atveju mažas dvyninio lauko koherentiškumas turėtų didžiulį pranašumą, kadangi jis lemia didelę skyrą kvantinės tomografijos tyrimuose.

Išplėtota PF galios skirstinių teorinio modeliavimo programa leidžia optimaliai pasirinkti kaupinimo spinduliuotės, PF generavimo ir detekcijos sąlygas, kuriomis būtų galima generuoti norimų spektrinių ir erdvinį savybių dvyninis laukas. Modeliavimo programa taip pat leidžia įvertinti dvyninio lauko kokybę pasirinktoms pradinėms sąlygoms.

Ginamieji teiginiai

1. Tiek laikiškai, tiek ir erdviškai nekoherentinę spinduliuotę galima naudoti parametrinės fluorescencijos žadinimui. Šiuolaikinėmis CCD kameromis galima užregistruoti parametrinės fluorescencijos spinduliuotę, žadinamą nekoherentiniais šaltiniais, kurių spektrinis skaistis yra gerokai mažesnis nei Saulės spektrinis skaistis. Todėl PF gali būti stebima tolimųjų žvaigždžių ir galaktikų šviesai sklindant įvairiose anizotropinėse terpėse. Generuojamos parametrinės fluorescencijos galia tiesiogiai priklauso nuo nekoherentinio kaupinimo galios.
2. Parametrinės fluorescencijos, žadinamos nekoherentiniais šaltiniais, galios erdviniai skirstiniai priklauso kartu ir nuo netiesinių medžiagų dispersinių savybių, ir nuo kaupinimo spinduliuotės erdvinės ir spektrinės sudėties. Pavyzdžiui, KDP kristalo dispersinės savybės lemia, kad PF galios skirstinys esmingai priklauso tik nuo kaupinimo dažnių spektro – plėtėjant dažnių spektrui ryškėja PF galios skirstinio asimetrija. LiIO_3 kristalo atveju PF galios skirstinys esmingai priklauso nuo kaupinimo erdvinio spektro – plėtėjant erdviniam kaupinimo spektrui plėtėja ir PF erdvinis skirstinys. Todėl modeliuojant PF skirstinius privalu taikyti modelį, kuriame yra atsižvelgta į minėtas netiesinės terpės dispersines savybes bei kaupinimo tiek erdvinį, tiek ir dažnių spektrą.
3. Nekoherentine spinduliuote LiIO_3 kristale žadinamas neklasikinis dvyninis laukas pasižymi aiškiai eksperimentiškai išskiriamu fotonų sutapimų srautu. Dvyninio lauko savybės tiesiogiai priklauso nuo netie-

sinėje sąveikoje dalyvaujančių kaupinimo komponentų kiekiu: fotonų sutapimų srautas didžiausias esant didžiausiai kaupinimo galiai, santykinis fotonų sutapimų kiekis didžiausias žadinant mažiausio diametro ir skėsties kaupinimo spinduliuote.

4. Plačiajuoste nekoherentine spinduliuote žadinamas dvyninis laukas pasižymi aukšta kokybe, prilygstančia dvyniniam laukui žadinamam lazerine spinduliuote. Fotonų sutapimų rezultatus galima tiek kokybiškai, tiek ir kiekybiškai įvertinti naudojant parametrinės fluorescencijos, žadinamos tiek erdviškai, tiek ir laikiškai nekoherentine spinduliuote, teorinį modelį, kuriame PF laukas yra superpozicija PF bangų, kurių žadinimo lauko, išskaidyto į monochromatines plokščiųjų bangų dedamąsias.

Aprobacija

Publikacijos

- A1 G. Tamošauskas, **J. Galinis**, A. Dubietis, and A. Piskarskas, Observation of spontaneous parametric down-conversion excited by high brightness blue LED, *Opt. Express* **18**, 4310-4315 (2010).
- A2 **J. Galinis**, M. Karpiński, G. Tamošauskas, K. Dobek, and A. Piskarskas, Photon coincidences in spontaneous parametric down-converted radiation excited by a blue LED in bulk LiIO₃ crystal, *Optics Express* **19**, 10351-10358 (2011).
- A3 **J. Galinis**, G. Tamošauskas, and A. Piskarskas, Modeling of photon coincidence and dispersive properties of spontaneous parametric down-converted field excited by incoherent source, *Opt. Commun.* **285**, 1289-1296 (2012).
- A4 **J. Galinis**, M. Karpiński, G. Tamošauskas, K. Dobek, and A. Piskarskas, Photon correlation and statistics of spontaneous parametric down conversion pumped by blue LED in LiIO₃ crystal, *Lith. J. Phys.* **52**, 285–294 (2012).

Pranešimai konferencijose

- **J. Galinis**, Parametrinės fluorescencijos, žadinamos Saulės spinduliute, tyrimas, žodinis pranešimas, Doktorantų stažuotės užsienio mokslo centruose 2012–2013 konferencija, Vilnius, October 11, 2013.
- **J. Galinis**, G. Tamošauskas, V. Jukna, and A. Dubietis, Femtosekundinio šviesos superkontinuumo plėtra ilgųjų bangų srityje, Abstr. of 40th Lithuanian National Physicists Conference, Vilnius, June 10-12, 2013.
- **J. Galinis**, M. Karpiński, G. Tamošauskas, K. Dobek, and A. Piskarskas, Photon coincidences in spontaneous parametric down-converted radiation excited by a blue LED in LiIO₃ crystal, Abstr. of 500. WE-Heraeus Seminar Highlights of Quantum Optics, Bad Honnef (Germany), May 7-11, 2012.
- **J. Galinis**, Dvyninio lauko, žadinamo mėlynu šviesos diodu LiIO₃ ir BBO kristaluose, kvantinių būsenų valdymas, Abstr. And Oral presentation of Second Conference of Young Scientists, Vilnius, February 14, 2012.
- **J. Galinis**, M. Karpiński, G. Tamošauskas, K. Dobek, and A. Piskarskas, Photon coincidences and statistics in spontaneous parametric down-converted radiation excited by a blue LED in LiIO₃ crystal, Abstr. of 39th Lithuanian National Physicists Conference, Vilnius, October 6-8, 2011.
- **J. Galinis**, Observation of spontaneous parametric down-conversion excited by high-brightness blue LED, Abstr. of Alexander von Humboldt Forum "Science & Society in Modern Europe" Dedicated to Millennium of Lithuania and 50 Years of the Laser, Vilnius (Lithuania), September 23-26 2010.
- G. Tamošauskas, **J. Galinis**, A. Dubietis, and A. Piskarskas, Observation of spontaneous parametric down-conversion excited by high-brightness blue LED, Abstr. and Oral presentation at the Advanced Photonics 2010 - Nonlinear Photonics Topical Meeting, Karlsruhe (Germany), NThC5, June 21-24 2010.

- **J. Galinis**, Observation of spontaneous parametric down-conversion excited by high-brightness blue LED, Abstr. of 53th scientific conference for young students of physics and natural sciences Open Readings, Vilnius, 24-27 March 2010, page 144.
- G. Tamošauskas, **J. Galinis**, A. Dubietis, and A. Piskarskas, Observation of spontaneous parametric down-conversion excited by high-brightness blue LED, Abstr. of 453. WE-Heraeus Seminar Quantum Communication based on Integrated Optics, Bad Honnef (Germany), 22-25 March 2010.

Publikacijos nesusijusios su disertacija

- V. Jukna, **J. Galinis**, G. Tamošauskas, D. Majus, and A. Dubietis, Infrared extension of femtosecond supercontinuum generated by filamentation in solid-state media, Applied Physics B: Lasers and Optics, DOI: 10.1007/s00340-013-5723-8 (2013).
- F. Sciarrino, G. Vallone, G. Milani, A. Avella, **J. Galinis**, R. Machulka, A. M. Perego, K. Y. Spasibko, A. Allevi, M. Bondani, and P. Mataloni, High degree of entanglement and nonlocality of a two-photon state generated at 532 nm, European Physical Journal Special Topics, **199**, 111-125 (2011).
- H. Valtna, A. Dubietis, G. Tamošauskas, P. Polesana, **J. Galinis**, D. Majus, D. Faccio, P. Di Trapani, and A. Piskarskas, Efficient four-wave parametric amplification and spatial soliton generation on transparent isotropic medium with Kerr nonlinearity, Lith. J. Phys., **47**, 403-410 (2007).

Bendra autorių indėlis

Visi disertacijoje aprašyti tyrimai buvo atlikti 2010 – 2014 metais Vilniaus universitete Kvantinės elektronikos katedroje vadovaujant dr. Gintarui Tamošauskui. Dalis eksperimentų buvo atlikti mokslinės stažuotės Torunėje (Lenkijoje) metu, Nikolajaus Koperniko universiteto Fizikos institute kartu su kolegomis iš Lenkijos dr. Michael Karpiński ir dr. Krzysztof

Dobek. Visus teorinius tyrimus autorius atliko pats, eksperimentinius tyrimus atliko pats kartu su bendraautorium, todėl yra svarbu išskirti bendraautorių svarų indėlį:

- **prof. A. P. Piskarskas** iškėlė parametrinės fluorescencijos žadinimo nekoherentiniais šaltiniais idėjas, iniciavo tyrimus, konsultavo moksliniais klausimais atliekant tyrimus, sudarė sąlygas atlikti tyrimus, išvykti į mokslinę stažuotę Lenkijoje bei pristatyti mokslinius rezultatus plačiai mokslinei bendruomenei.
- **prof. A. Dubietis** konsultavo moksliniais klausimais atliekant tyrimus, svariai prisidėjo rašant [A1] mokslinį straipsnį.
- **dr. G. Tamošauskas** vadovavo visiems moksliniams tyrimams visos doktorantūros metu, buvo pagrindinis bendraautorius atliekant eksperimentinius tyrimus, konsultavo atliekant teorinius tyrimus, konsultavo interpretuojant duomenis ir kuriant naujas užduotis, svariai prisidėjo rašant mokslinius straipsnius, konsultavo ruošiant mokslinių duomenų pristatymą mokslinėse konferencijose, seminaruose.
- **dr. M. Karpiński** buvo vienas iš bendraautorių atliekant eksperimentinius fotonų sutapimų tyrimus Torunėje, konsultavo fotonų sutapimų ir fotonų statistikos klausimais, konsultavo interpretuojant eksperimentinius duomenis, prisidėjo rašant [A2] straipsnį.
- **dr. K. Dobek** prisidėjo atliekant eksperimentinius fotonų sutapimų tyrimus Torunėje.

Atlikti teorinius tyrimus padėjo konsultacijos su *prof. A. Stabiniu*, *dr. V. Jukna*. Kvantinės optikos klausimais konsultavo *dr. V. Jarutis*, *prof. M. Bondani*.

Disertacijos struktūra

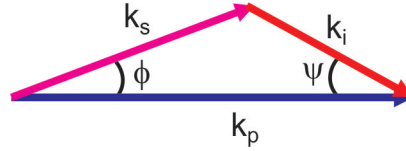
Disertacija yra suskirstyta į šešis pagrindinius skyrius. Pirmajame skyriuje pateikiamas parametrinės fluorescencijos įvadas, paaiškinama šio reiškinio prigimtis ir erdviniai ypatumai, pateikiamas kvantinis PF aprašymas. Antrajame skyriuje pristatomi eksperimentiniai PF tyrimo rezultatai, žadinant didelės galios mėlynu šviesos diodu. Pristatoma eksperimentinė

schema, pateikiami PF galios skirstiniais trijuose skirtinguose netiesiniuose kristaluose. Trečiajame skyriuje aprašomi teoriniai PF, žadinamos didelės galios mėlynu šviesos diodu, tyrimai. Aprašoma tyrimuose naudota PF skaitmeninio modeliavimo programa, nagrinėjamos priežastys, lemiančios PF erdvinis skirstinys. Ketvirtajame skyriuje pateikiami eksperimentiniai dvyninio lauko statistikos tyrimai. Trumpai apžvelgiami mokslinėje literatūroje aprašomi įvairių šviesos laukų statistiniai tyrimai, aprašoma eksperimentinė sistema, dvyninis laukas charakterizuojamas naudojant neigiamą binominį pasiskirstymą bei įvertinama detektorių postimpulsų generavimo tikimybės įtaka statistiniams rezultatams. Penktasis skyrius dedikuotas eksperimentiniams fotonų sutapimų rezultatams. Apžvelgiami mokslinėje literatūroje pateikiami kvantinės optikos tyrimai, kuriuose naudojamos susietosios kvantinės būsenos, apžvelgiama fotonų sutapimų registravimo metodika, eksperimentinė schema bei pateikiami eksperimentiniai fotonų sutapimų rezultatai kaupinimui naudojant skirtingos skėsties ir diametro kaupinimo pluoštus. Šeštajame skyriuje aprašyti dvyninio lauko fotonų sutapimų teorinio tyrimo rezultatai. Pristatoma tyrimuose naudojama skaitmeninio modeliavimo programa, įvertinamos plačiajuostės nekoherentinės šviesos naudojimo kaip kaupinimo dvyniniam laukui perspektyvos bei atliekama teorinė 5 skyriuje pateiktų eksperimentinių duomenų analizė. Disertacijos pabaigoje yra išvados ir naudotos literatūros sąrašas.

1

Parametrinės fluorescencijos netiesinėse terpėse prigimtis

Parametrinė fluorescencija – tai netiesinis procesas, kurio metu kvadratinio netiesiškumo medžiagose dėl kvantuojamo lauko fliuktuacijų vyksta kaupinimo bangų sklaida. Didelio dažnio kaupinimo bangos skyla į dvi mažesnio dažnio parametrines bangas. Sukuriamų parametrinių bangų dažniai ir kryptys nėra atsitiktinės, jas apsprendžia energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai. Energijos tvermės dėsnis nusako, kad sukuriamų parametrinių bangų dažnių suma turi būti lygi kaupinimo (angl. *pump*) bangos dažniui ($\omega_p = \omega_s + \omega_i$). Pagal bendrą susitarimą didesnio dažnio parametrinė banga yra vadinama signaline (angl. *signal*), mažesnio dažnio – skirtumine (angl. *idler*). Čia ir toliau indeksai prie kintamųjų atitinka angliškus bangų pavadinimus: p - kaupinimo, s - signalinės, i - skirtuminės. Judesio kiekio tvermės dėsnis ($k_p = k_s + k_i$, čia k – bangos skaičius, 1.1 pav.), dar kitaip vadinamas faziniu synchronizmu, nulemia, kokiomis kryptimis sklis sukurtos parametrinių bangų poros. Šios bangų poros dar yra vadinamos bifotonais arba fotonais dvyniais, kadangi jos gimsta tuo pačiu laiko momentu iš individualių kaupinimo fotonų. Bifotonų unikalumas yra tas, kad jie tarpusavyje yra susieti tiek dažniu, tiek sklidimo kryptimi, tiek ir polarizacija [16]. Trumpai tariant PF galima įsivaizduoti kaip nekoherentinę šviesos sklaidą, kurios metu neegzistuoja realus medžiagos sužadimas [1].



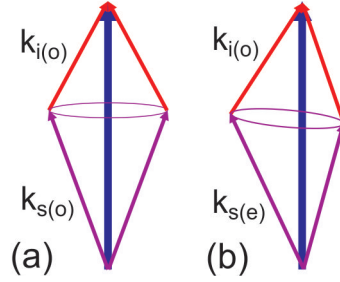
1.1 pav.: PF fazinis synchronizmas; čia k_p - kaupinimo bangos skaičius k_s - signalinis bangos skaičius k_i - skirtuminis bangos skaičius, ϕ - kampas tarp signalinės ir kaupinimo bangos, ψ - kampas tarp skirtuminės ir kaupinimo bangos.

1.1 I ir II tipo parametrinės fluorescencijos geometriniai ypatumai

PF gali vykti tiek kvadratinio ($\chi^{(2)}$), tiek ir kubinio ($\chi^{(3)}$) netiesiškumo terpėse. Kubinio netiesiškumo terpėse PF yra nagrinėjama teoriniame lygmenyje, tuo tarpu eksperimentiškai šis reiškinys yra stebimas tik kvadratinio netiesiškumo terpėse. Pagal optinės anizotropijos atsaką $\chi^{(2)}$ terpės yra skirstomos yra vienašius ir dviašius kristalus pagal tai, ar atitinkamai vienoje, ar dvejose skirtingose ašyse sutampa statmenų poliarizacijų bangų faziniai greičiai. Pagal susitarimą dvi statmenosios poliarizacijos yra vadinamos paprastąja (o , angl. *ordinary*), kurios greitis nepriklauso nuo sklidimo terpėje krypties, ir nepaprastąja (e , angl. *extraordinary*), kurios greitis priklauso nuo sklidimo terpėje krypties. Jeigu e poliarizacijos banga sklinda lėčiau už o poliarizacijos bangą, kristalai yra vadinami teigiamais ir priešingai, jei e poliarizacijos banga sklinda greičiau už o poliarizacijos bangą, kristalai vadinami neigiamais. Kadangi netiesinės optikos tyrimuose patys populiariausi yra neigiami vienašiai kristalai ir, juo labiau, visi disertacijoje aprašyti tyrimai buvo atlikti neigiamuose vienašiuose kristaluose, tad kalbėdami apie PF savybes apsiribosime būtent šioms terpėms.

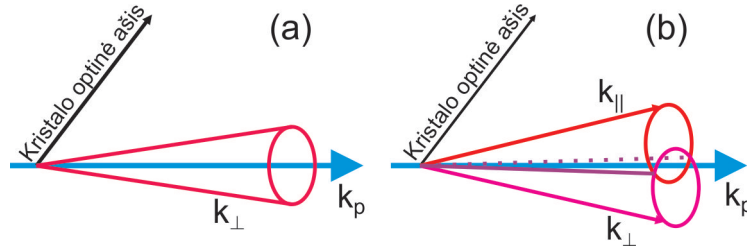
Neigiamuose vienašiuose kristaluose gali vykti dviejų tipų netiesinės sąveikos. I tipo sąveikoje (e - oo) vienas nepaprastosios (e) poliarizacijos kaupinimo fotonas maišydamasis su paprastosios (o) poliarizacijos skirtuminiu fotonu sukuria paprastosios poliarizacijos signalinį fotoną. II tipo sąveikos metu (e - eo) e poliarizacijos kaupinimo fotonas skyla į du skirtingos poliarizacijos fotonus: e signalinį ir o skirtuminį fotoną ir atvirkščiai. Pagal susitarimą o poliarizacijos bangomis vadinamos tos bangos, kurių elektrinio lauko vektorius virpa statmenai kristalo optinei ašiai, tuo tarpu e poliarizacijos – lygiagrečiai. Kadangi tikimybė sukurti parametrinių bangų poras visomis fazinio synchronizmo kryptimis yra vienoda, tai neigiamuo-

se vienaašiuose kristaluose PF pluoštas yra kūgio formos. Vykstant I tipo



1.2 pav.: PF fazinio vektorinio sinchronizmo geometrija I tipo sąveikai (a) ir II tipo sąveikai (b) neigiamuose vienaašiuose kristaluose; $k_{s(o)}$ - o poliarizacijos signalinis bangos skaičius, $k_{s(e)}$ - e poliarizacijos signalinis bangos skaičius, $k_{i(o)}$ - o poliarizacijos skirtuminis bangos skaičius.

sąveikai parametrinės bangų poros poliarizacija yra paprastoji, todėl, braižant vektorinio sinchronizmo paveikslą, tiek signalinių, tiek ir skirtuminių bangų skaičių kūgių ašys sutampa su kaupinimo banga (1.2 pav. (a)), patys šviesos kūgiai erdvėje persikloja ir suminis I tipo PF sąveikos laukas yra vientisas šviesos kūgis simetriškai išsidėstęs aplink kaupinimo bangą (1.3 pav. (a)). Tuo tarpu vykstant II tipo parametrinei sąveikai, kai vienos parametrinės bangos poliarizacija yra paprastoji, o kitos nepaprastoji, parametrinių bangų šviesos lauko erdvinės savybės nėra tapačios.



1.3 pav.: PF šviesos kūgių erdvinis išsidėstymas vykstant I tipo (a) ir II tipo (b) sąveikai neigiamuose vienaašiuose kristaluose; k_p - kaupinimo bangos skaičius, k_{\perp} - statmenosios (o) poliarizacijos bangos skaičius k_{\parallel} - lygiagrečiosios (e) poliarizacijos bangos skaičius.

Kaip jau buvo minėta, nepaprastosios poliarizacijos bangos pasižymi tuo, kad netiesinėse terpėse jų sklidimo fazinis greitis, tuo pačiu ir bangos lūžio rodiklis, priklauso nuo sklidimo terpėje krypties (nuokrypio kampo ϕ nuo kristalo optinės ašies). Šviesos bangos skaičius, kuris tiesiogiai nusako fazinio sinchronizmo sąlygas, yra atvirkščiai proporcingas šviesos faziniam greičiui v_f : $k = \frac{\omega}{v_f} = \frac{n\omega}{c}$, čia n - šviesos lūžio rodiklis, ω - šviesos dažnis, c - šviesos greitis vakuume. Kitaip tariant, nepaprastosios poliarizacijos

šviesos bangos skaičius mažėja didėjant kampui ϕ . Nagrinėjant geometriškai, kristalo optinės ašies atžvilgiu priešingose kaupinimo bangos pusėse nepaprastosios poliarizacijos parametrinės šviesos bangos skaičius skiriasi – turim iškreiptą bangos skaičių kūgį ($k_{s(e)}$ kūgis 1.2 pav. (b)). Šio 1.2 pav. (b) pateikto kūgio kairioji sienelė yra ilgesnė už dešiniąją. Norint sukurti fazinį sinchronizmą reikia pakreipti simetrinį o poliarizacijos kūgį ($k_{i(o)}$ kūgis 1.2 pav. (b)) kaupinimo bangos atžvilgiu, kad jo briaunos sutaptų su e poliarizacijos kūgiu. Būtent dėl šių geometrinių fazinio sinchronizmo ypatybių II tipo PF pluoštas susideda iš dviejų erdvėje nesutampančių skirtingų poliarizacijų (e ir o) šviesos kūgių, kurių ašys nesutampa su kaupinimo banga (1.3 pav. (b)) ir yra tarpusavyje atskirtos optinio nunešimo kampu (angl. *walk-off angle*) ρ . Šios II tipo PF erdvinės savybės yra unikalios tuo, kad išilgai abiejų kūgio susikirtimo ašių susidaro susietųjų (angl. *entangled*) fotonų būsenos, kurios yra vieni iš svarbesnių kvantinės optikos tyrinėjimo objektų [13].

1.2 Teorinis parametrinės fluorescencijos aprašymas kaupinant plokščiąja monochromatine banga

Panagrinėkime PF galios išėigos teorinį modelį netiesinį kristalą kaupinant viena monochromatine plokščiąja kaupinimo banga. Šiame darbe galios išėigos skaičiavimams taikomas pusiau klasikinis modelis, kurio rezultatai pilnai sutampa su kvantinės teorijos rezultatu. Matematinį PF modelį nagrinėsime naudodamiesi paprastesne pirmojo tipo (e-oo) parametrine sąveika netiesiniuose kristaluose [5]. Šiuo atveju į netiesinį kristalą krenta e poliarizacijos kaupinimo bangos ir sukuriama o poliarizacijų signalinės ir skirtuminės bangų poros, su kaupinimo banga sudarančios atitinkamai ϕ ir ψ kampus (žr. 1.1 pav.). Silpnų kaupinimo laukų atveju, kai nepasireiškia parametrinis stiprinimas, visada egzistuoja tam tikra tikimybė kaupinimo bangai skilti į signalinę ir skirtuminę.

Netiesinės sąveikos metu dėl netiesinio poliarizuojamumo vyksta visų sąveikoje dalyvaujančių bangų maišymasis [5]. Šiuo atveju laikome, kad kaupinimo pluošto nuskurdinimas nepasireiškia (parametrinis galios keitimas siekia apie 10^{-6}), ir kad sukurtos signalinės ir skirtuminės bangos yra

per silpnos, jog pasireikštų jų sąveika su kitomis procese dalyvaujančiomis bangomis.

Kaupinimo bangai leidžiama maišytis su kvantiniu triukšmu, kuris aprašomas atliekant sąveikos erdvės kvantavimą. Remiantis kvantine teorija vienos vakuomo modos vidutinis intensyvumas yra lygus pusės fotono intensyvumui. Kadangi taikomas klasikinis modelis supaprastindami galime aprašyti bendrą vakuomo lauką tik signalinėje modoje kaip sumą dviejų klasikinių laukų (signalinės ir skirtuminės bangų) kurių intensyvumas yra lygus vidutiniam kvantinės teorijos numatytam vakuomo lauko intensyvumui vienoje modoje. Taip skirtuminėje vakuomo modoje gaunamas nelygios nuliui galios pradinio užkrato laukas toliau taikomas klasikinio stiprinimo modelyje laikant, kad signalinės vakuomo modos yra tuščios [17]. Daugindami vakuomo modos tūrio vienetą iš skirtuminio fotono energijos ($\hbar\omega_i$), šviesos greičio c ir visų galimų skirtuminės bangos modų gauname suminę skirtuminių bangų galią (P_i) netiesinio kristalo ploto (S) vienetė:

$$dP_i = \frac{\hbar\omega_i c}{(2\pi)^3 n_i} dk_{ix} dk_{iy} dk_{iz} dS; \quad (1.1)$$

čia n_i - skirtuminės bangos lūžio rodiklis, k_{ix} , k_{iy} ir k_{iz} - skirtuminių bangų skaičiaus projekcijos Dekarto koordinatų sistemoje.

Bangos skaičių erdvės tūrio vienetą galima išsireikšti per erdvinį kampą Ω :

$$dk_{ix} dk_{iy} dk_{iz} = dk_i k_i^2 d\Omega. \quad (1.2)$$

Erdvinį kampą polinėje koordinatų sistemoje galima išsireikšti naudojant kampus ψ ir γ . Kampas ψ atitinka skirtuminės bangos nuokrypio kampą nuo centrinės ašies, γ - kampas su nustatyta kryptimi plokštumoje, statmenoje centrinei ašiai:

$$\int d\Omega = \iint \psi d\psi d\gamma. \quad (1.3)$$

Kadangi nagrinėjamu atveju galioja centrinė simetrija, todėl kintamieji ψ ir γ yra nepriklausomi ir galima atlikti kampo γ integravimą statmenoje centrinei ašiai plokštumoje.

$$\int d\Omega = \int \psi d\psi \int_0^{2\pi} d\gamma = 2\pi \int \psi d\psi. \quad (1.4)$$

Skirtuminis bangos skaičius yra išreiškiamas per skirtuminės bangos dažnį ω_i , lūžio rodiklį n_i ir šviesos greitį vakuume c :

$$k_i = \frac{\omega_i n_i}{c}. \quad (1.5)$$

Pasinaudojus (1.5) formule galima perrašyti (1.2) išraišką:

$$dk_i k_i^2 d\Omega = \frac{n_i^3 \omega_i^2}{c^3} d\omega_i d\Omega. \quad (1.6)$$

Pasinaudojus (1.1) – (1.6) formulėmis perrašome skirtuminių bangų vakuomo modų galios netiesinio kristalo ploto vienetu išraišką:

$$dP_i = \frac{\hbar \omega_i^3 n_i^2}{(2\pi)^2 c^2} \psi d\psi d\omega_i dS. \quad (1.7)$$

Dabar leidžiame plokščiajai kaupinimo bangai maišytis su visomis įmanomomis skirtuminėmis bangomis. Remiantis energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniais, kaupinimo banga, besimaišydama su skirtuminėmis bangomis, sugeneruoja signalinę bangą, kurios dažnis yra lygus $\omega_p - \omega_i$, o bangos skaičius lygus $k_p - k_i$. Išspinduliuojama signalinių bangų galia skirtuminių bangų modoms bus lygi:

$$dP_s = \frac{2\omega_s^2 d_{ef}^2}{\varepsilon_0 c^3 n_s n_i n_p} L^2 P_p \frac{dP_i}{dS} \text{sinc}^2 \frac{\Delta k L}{2}; \quad (1.8)$$

čia d_{ef} – efektyvusis netiesinio kristalo netiesiškumas, ε_0 – elektrinė konstanta, L – netiesinės terpės ilgis, P_p – kaupinimo bangos galia, Δk – fazinis nederinimas, lygus visų procese dalyvaujančių bangų skaičių neatitikimui kaupinimo bangos kryptimi:

$$\Delta k = k_p - k_i \cos \psi - k_s \cos \phi; \quad (1.9)$$

čia ψ – kampas tarp kaupinimo ir skirtuminės bangos, ϕ – kampas tarp kaupinimo ir signalinės bangos (žr. 1.1 pav.). Parametrinė sąveika yra efektyviausia, kai fazinis nederinimas yra lygus nuliui.

Norint susieti signalinių ((1.8) formulė) ir skirtiminių bangų ((1.7) formulė) laukus reikia atlikti keletą kintamųjų pakeitimų. Visų pirma, pasinaudojus energijos tvermės dėsniumi ($\omega_i = \omega_p - \omega_s$) galime perrašyti $d\omega_i$:

$$d\omega_i = -d\omega_s \quad (1.10)$$

Antra, pasinaudojus sinusų teorema galima susieti signalinių ir skirtiminių bangų nuokrypių nuo kaupinimo bangos kampus:

$$\sin \phi k_s = \sin \psi k_i \quad (1.11)$$

Mažiems kampams galioja $\sin \phi = \phi$ bei $\sin \psi = \psi$ ir perrašome (1.11) išraišką:

$$\psi = \frac{k_s}{k_i} \phi \quad (1.12)$$

$$\psi d\psi = \left(\frac{k_s}{k_i}\right)^2 \phi d\phi = \frac{\omega_s^2 n_s^2}{\omega_i^2 n_i^2} \phi d\phi \quad (1.13)$$

Teorinis modeliavimas buvo atliekamas Dekarto koordinatinių sistemoje, kurioje kampus pažymėkime φ ir θ . Čia pasirinkti kampai atitinka netiesinės optikos vadovėliuose naudojamus kampus: φ atitinka signalinės bangos nuokrypį nuo kaupinimo bangos fazinio sinchronizmo θ plokštumoje, θ - nuokrypį nekritinėje fazinio sinchronizmo atžvilgiu φ plokštumoje. Pasinaudojus (1.4) išraiška galima susieti polinių ir Dekarto koordinatinių sistemas signalinių bangų laukui:

$$\int d\Omega = \iint d\varphi d\theta = 2\pi \int \phi d\phi. \quad (1.14)$$

$$\phi d\phi = \frac{1}{2\pi} d\varphi d\theta. \quad (1.15)$$

Suminė PF galia skaičiuojama integruojant (1.8) išraišką, pasinaudojus (1.7), (1.10), (1.13) ir (1.15) formulėmis, visiems signalinių bangų dažniams ir visiems detekcijos kampams:

$$P_s = L^2 P_p \int_0^\infty \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\omega_s^4 \omega_i d_{ef}^2 \hbar n_s}{4\pi^3 \epsilon_0 c^5 n_i n_p} \text{sinc}^2 \frac{\Delta k L}{2} d\phi d\theta d\omega_s. \quad (1.16)$$

Bendros analitinės išraiškos (1.16) formulei užrašyti neįmanoma, todėl PF galia skaičiuojama pasitelkiant skaitmeninį modeliavimą. Kita vertus, atlikdami tam tikrus supaprastinimus, esant mažiems detekcijos kampams ir siauriems signalinių bangų spektrams galima įsivertinti bendras PF galios kitimo tendencijas:

$$P_s = \frac{\beta L P_p}{b} \pi \theta^2; \quad (1.17)$$

čia β – parametrinio keitimo koeficientas, $b = \frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} - \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i}$ – dažninė dispersinė konstanta [18]. Remiantis (1.17) išraiška galima teigti, kad savaiminės PF metu sukurtų signalinių bangų galia tiesiškai priklauso nuo signalinės bangos erdvinio kampo $\pi \theta^2$, kaupinimo galios ir netiesinio kristalo ilgio.

2

Parametrinės fluorescencijos žadinamos didelės galios mėlynu šviesos diodu tyrimas

Medžiaga susijusi su šiuo skyriumi publikuota [A1]

Eksperimentiškai PF pirmą kartą užfiksuota ir tyrinėta [4, 5, 19] praėjus gana nemažam laiko tarpui - 7 metams - palyginus su kitais netiesinės optikos reiškiniais nuo pirmojo lazerio sukūrimo 1960 metais. Tai susiję su tuo, kad PF yra pernelyg silpnas reiškinys, kad galėtų būti pastebėtas atsitiktinai. Eksperimentiškai reiškinys buvo pradėtas tirti tik po to, kai PF buvo numatyta kvantinės teorijos. Tobulėjant šviesos šaltiniams, detektoriams ir kitoms optinėms technologijoms šis reiškinys gana greitai pradėtas naudoti kaip bifotonų šaltinis [13, 14, 20] kvantinės optikos tyrimams [6–12]. Taip pat PF taikoma detektorių kvantinio efektyvumo [21], netiesinių kristalų antros eilės netiesiškumo koeficientų [22, 23] nustatymui. Nuo pat 7 dešimtmečio įsigalėjo tradicija PF žadinti lazerine spinduliuote. Kiek žinoma, yra tik vienas tyrėjas D. L. Weinberg 20 amžiaus 7 dešimtmetyje pritaikęs nekoherentinę spinduliuotę PF žadinimui [15]. Jis PF žadinimui naudojo gyvsidabrio lempos vieną spektrinę liniją – erdviškai nekoherentinę

spinduliuotę. Tačiau tiek laikiškai, tiek erdviškai nekoherentiniai šaltiniai PF žadinimui nėra naudojami. Iš (1.17) formulės matyti, kad šis reiškinys priklauso tik nuo kaupinimo pluošto galios, bet ne nuo jo intensyvumo, todėl efektyviam PF generavimui nėra būtina naudoti didelio intensyvumo lazerinę spinduliuotę. Kita vertus, taikant lazerinius šaltinius PF yra žymiai didesnio skaisčio, kas yra didelis pranašumas praktiniams taikymams, todėl lazeris visiškai dominuoja kaip PF žadinimo šaltinis. Tobulėjant optoelektronikos technologijoms ir sukūrus didelės galios ir mažos kainos šviesos šaltinius, tokius kaip mėlynoje-žalioje spektrinėje srityje veikiančius šviesos diodus [24], tapo įmanoma tiek laikiškai, tiek erdviškai nekoherentinius šviesos šaltinius taikyti kaip kaupinimo šaltinius netiesinės optikos tyrimuose.

Šiame skyriuje pateikiami pirmieji eksperimentiniai PF, žadinant keletą skirtingų netiesinių kristalų didelės galios mėlynu šviesos diodu, tyrimų rezultatai.

2.1 Eksperimento schema

Eksperimento schema yra pateikta 2.1 ir 2.2 pav. Visa tyrimo schema yra lokalizuota vienoje juodoje dėžėje, izoliuotoje nuo aplinkinės šviesos ir susidedančioje iš trijų sekcijų. Pirmojoje schemos sekcijoje yra formuojamas kaupinimo pluoštas, antrojoje dalyje vyksta netiesinė sąveika, trečiojoje dalyje patalpinta detekcijos sistema. Visos dalys tarpusavyje atskirtos optiniais filtrais. Kaip kaupinimo šaltinis yra naudojamas didelės galios mėlynas šviesos diodas (LD W5AP-3V8A-35, OSRAM), spinduliuojantis plačiu erdviiniu kampu ($\sim 2\pi sr$) 2,5 W galios šviesą, kurios centrinis bangos ilgis yra 457 nm, spektrinis plotis (FWHM) – 24 nm (žr. 2.3 pav. (a)). Glano poliarizatorius tiesiškai poliarizuoja kaupinimo pluoštą. Kaupinimo pluoštas yra formuojamas lęšių ($L1 = +22$ mm ir $L2 = +200$ mm) ir diafragmų (D1 ir D2) rinkiniu, siekiant suformuoti mažos skėsties pluoštą, bet tuo pačiu neprarandant per daug kaupinimo galios - kitaip būtų neįmanoma registruoti PF. Pluošto formavimas vyksta šiuo principu: šviesos diodo aktyvusis kristalas, kurio šviečiamasis plotas yra $2,2 \text{ mm}^2$, lęšiu L1 atvaizduojamas į diafragmos D2 plokštumą, kurioje yra patalpintas L2 lęšis, kompensuojantis šviesos diodo skleidžiamos šviesos skėstį. Pagal šį optinių elementų išsidėstymą diafragma D1 galima keisti kaupinimo pluošto erdvinę

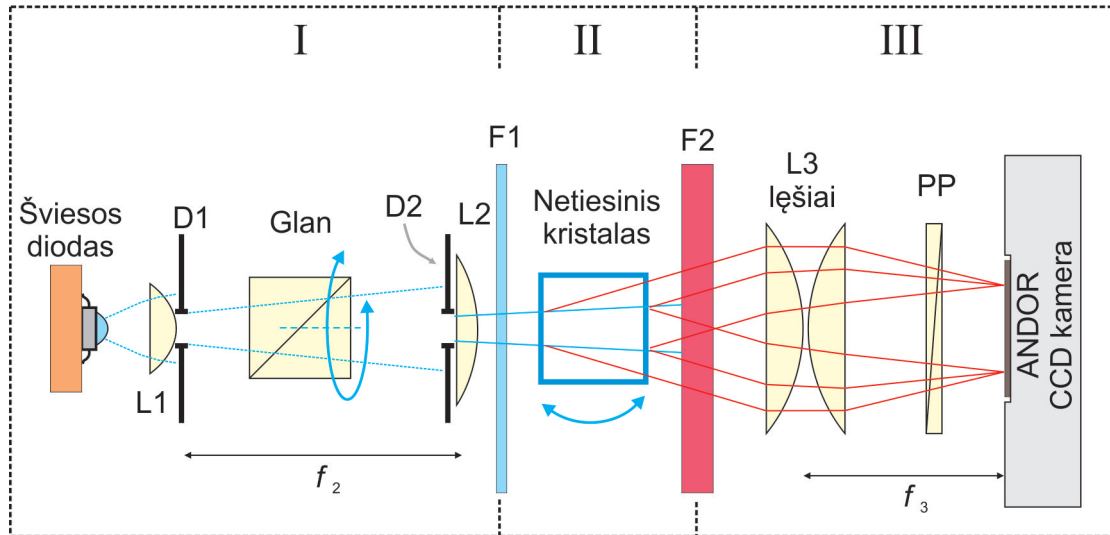
skėsti, tuo tarpu diafragma D2 galima keisti kaupinimo pluošto skersmenį ir tuo pačiu galią netiesinio kristalo plokštumoje. Tarp pirmosios ir antrosios eksperimento schemos dalių esantis optinis filtras F1 sugeria raudonąją spektro dalį (>560 nm).

Kaupinimo pluošto erdvinės ir laikinės savybės yra pateiktos 2.3 pav. Galima atkreipti dėmesį, kad kaupinimo bangos ilgių spektras, kuris priklauso nuo šviesos diodo emisijos ir filtro F1 pralaidumo savybių, jei ir nėra simetrinis, tačiau puikiai atitinka Gauso funkciją (žr. 2.3 pav. (a)). Tuo tarpu erdvinis spektras, priklausantis nuo diafragmos D1 pralaidumo formos, yra labai tolygaus stačiakampio formos, gana stačiu spektriniu kraštu (žr. 2.3 pav. (b)). Pagal kaupinimo spektro plotį galima įsivertinti išilginį (laikinį) kaupinimo koherentiškumo ilgį, kuris mūsų eksperimento sąlygomis yra lygus $\sim 9\mu\text{m}$ ($\sim 30\text{fs}$). Pačio šviesos diodo erdvinis koherentiškumas yra labai prastas (pluošto sklaidimo faktorius M^2 siekia $\sim 10^4$). Eksperimentinėmis sąlygomis, suformavus stačiakampio formos pluoštą, kurio skėstis siekia 14 mrad, M^2 vertė yra smarkiai pagerinama – siekia 40 – 200, priklausomai nuo pluošto dydžio, formuojamo D2 diafragma. Kita vertus, smarkus kokybinis erdvinių savybių pagerinimas įmanomas tik smarkiai prarandant kaupinimo galią – maksimali kaupinimo galia sumažėja iki 0,53 mW.

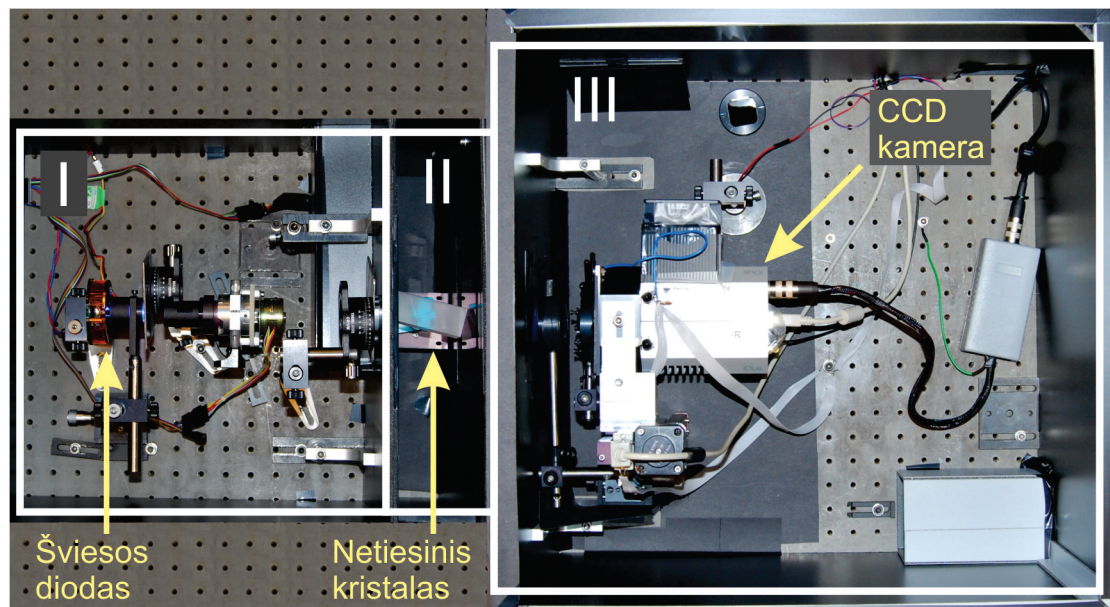
Antroji eksperimento schemos sekcija (žr. 2.1 pav.) skirta PF generacijai. Šioje dalyje yra patalpintas netiesinis kristalas ant motorizuoto posūkio staliuko, sukančio kristalą θ plokštumoje. Šiame tyrime naudojome tris skirtingas netiesines terpes: 20 mm ilgio KDP ir LiIO_3 kristalus, skirtus I tipo PF generacijai, ir 8 mm ilgio BBO kristalą, išpjautą II tipo sąveikai. Antroji schemos dalis nuo trečiosios yra atskirta optiniu filtru ir dichroiniu veidrodžiu, schemoje bendrai pažymėtais F2, kurie visiškai sugeria regimąją šviesą ir dalį infraraudonosios spinduliuotės (<850 nm), į detekcijos sistemą nepraleisdami kaupinimo spinduliuotės.

Trečioji schemos sekcija – detekcijos sistema, kuri susideda iš didelio dinaminio diapazono (16 bitų) CCD kameros (ANDOR DV420A-OE), termoelektriškai šaldomos iki -50°C . Parametrinė spinduliuotė į CCD kamerą surenkama L3 lęšių rinkiniu, kurių bendras židinio nuotolis $f_3=+54,6$ mm. CCD kameros matrica pastatyta lęšių L3 židinyje. Tokiu būdu į CCD matricą yra tiesiogiai atvaizduojamas PF erdvinis skirstinys. Plėvelinis poliarizatorius PP (3M tipo, American Polarizers Inc.) skitas PF poliarizacijos analizei. Bendras visos detekcijos sistemos kvantinio efektyvumo spektras,

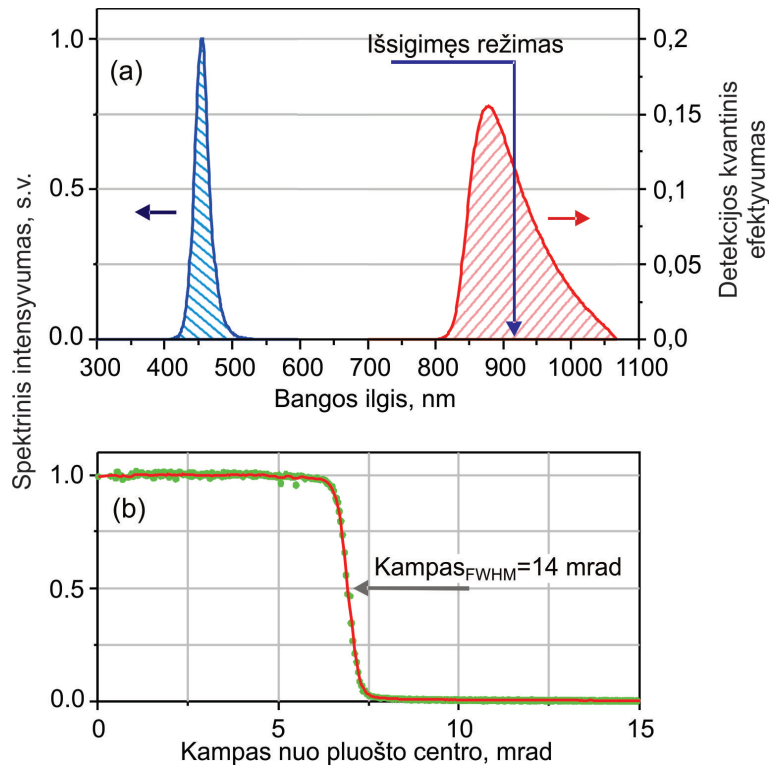
apimantis spektrinę sritį aplink išsigimusį režimą ($\lambda=914$ nm), pavaizduotas 2.3 pav. (a). Trumpabangį kvantinio efektyvumo spektro kraštą nulemia F2 filtrų pralaidumo funkcija, ilgabangį – silicio, kurio pagrindu padaryta CCD matrica, sugertis.



2.1 pav.: PF žadinamos didelės galios mėlynu šviesos diodu tyrimo eksperimentinė schema; D1 ir D2 - diafragmos, L1, L2, L3 - lęšiai, Glan - Glano poliarizatorius, F1 - filtras, sugeriantis raudonąją spektro dalį, F2 - filtras sugeriantis mėlynąją spektro dalį, PP - plėvelinis poliarizatorius, f_2 - L2 lęšio židinio nuotolis, f_3 - L3 lęšių inkinio židinio nuotolis.



2.2 pav.: PF žadinamos didelės galios mėlynu šviesos diodu tyrimo eksperimentinės schemos nuotrauka



2.3 pav.: (a) kaupinimo pluošto laikinis spektras ir detekcijos sistemos kvantinio efektyvumo spektras; (b) tipinis kaupinimo pluošto erdvinis spektras.

Absoliutinės detekcijos kvantinio efektyvumo vertės suskaičiuotos įvertinus visų optinių elementų, esančių detekcijos kelyje, pralaidumo funkcijas ir CCD kameros kvantinio efektyvumo funkciją, pateiktą gamintojų. Pati CCD kamera yra uždėta ant automatizuoto vertikalios poslinkio staliuko, leidžiančio PF registruoti ± 230 mrad ir ± 170 mrad erdvinuose kampuose atitinkamai θ ir φ plokštumose. Pačios CCD matricos matmenys yra 255×1024 pikselių – registruoja platų matymo kampą horizontalioje ašyje ir siaurą vertikalioje, todėl bendras PF erdvinis vaizdas yra formuojamas sudedant 3 vertikalioje ašyje paslinktus kadrus - užregistruotas erdvės dalis. Siekiant eliminuoti foninį signalą kiekvienam iš trijų kadru užregistruojamas fonas, gaunamas pasukus Glano poliarizatorių statmena kryptimi, kuris į netiesinį kristalą praleistų o poliarizacijos, nedalyvaujančios netiesinėje sąveikoje, kaupinimo pluoštą. Glano poliarizatorius sukamas automatizuotu posūkio staliuku. Kodėl foninė šviesos diodo spinduliuotė yra tokia neigiamą? Pagrindinė priežastis yra ta, kad šviesos diodas skleidžia pakankamai trumpo bangos ilgio spinduliuotę, kuri sukelia tūrinę liuminescenciją bet kuriose optiniame kelyje pasitaikiusiose skaidriose terpėse (optiniuose

filtruose, netiesiniuose kristaluose). Šios liuminescencijos galios lygis yra palyginamas su PF galia, todėl liuminescencijos eliminavimas didina registruojamų rezultatų patikimumą. Kadangi PF signalas yra silpnas, siekiant užregistruoti statistiškai patikimą signalą, kiekvienas kadras eksponuojamas iki 5 min. Užregistruoti duomenys analizuojami specialiomis skaitmeninės analizės programomis, parašytomis Matlab programos aplinkoje.

2.2 Parametrinės fluorescencijos erdviniai skirstiniai

Remiantis teoriniais modeliais žinome, kad PF yra kūginės prigimties. Kaip eksperimentiškai įsitikinti, kad iš netiesinės terpės yra išspinduliuojamas šviesos kūgis? Jeigu į CCD kamerą atvaizduojame netiesinės terpės centrinę dalį – PF ištakas – galime užregistruoti erdvinį parametrinės šviesos skirstinį. Kūginės spinduliuotės erdvinis skirstinys būtų žiedas, vaizduojantis, kad parametrinės bangos nuo kaupinimo pluošto tolsta visomis kryptimis vienodu kampu. Žiedo diametras erdviniam spektre atitiktų šviesos kūgio kampą. Sukant netiesinį kristalą didesnių kampų kryptimi eksperimentiškai buvo stebėta, kaip atsiranda ašinė spinduliuotė, kuri perauga į kūginę spinduliuotę. Didinant kristalo pasukimo kampą stebėta, kaip didėja šviesos kūgio kampas (žr. LiIO_3 kristalo atveju 2.4 pav.). Šiame paveiksle kristalo orientacijos atraminis kampas buvo centrinio kaupinimo bangos ilgio išsigimęs režimas – paveiksle pavaizduoti kristalo posūkio kampai išsigimusio režimo atžvilgiu. 2.4 pav. matome, kad PF ašinė emisija prasideda esant neigiamiems kampams ($-1,5^\circ$ nuo išsigimusio režimo), tuo tarpu išsigimusio režimo kampu stebima gana plati ašinė emisija. Kodėl taip vyksta? Esminės priežastys išsamiau bus aptartos 3.2 skyriuje. Tačiau norint patenkinti skaitytojo smalsumą, galima atkreipti skaitytojo dėmesį į platų kaupinimo erdvinį spektrą. Kadangi kaupinimo pluošto skėstis gana didelė, kaupinimo komponentės sklinda ne viena vienintele kryptimi kristale, tačiau įvairiomis kryptimis. Todėl realūs kampai tarp atskirų kaupinimo komponentių ir kristalo optinės ašies skiriasi. Todėl ašinė spinduliuotė esant neigiamiems kristalo orientacijos kampams (žr. 2.4 pav.) atitinka kraštinių kaupinimo pluošto komponentių generuojamą PF. Dar daugiau, išsigimęs režimas atitinka to paties bangos ilgio signalinės ir skirtuminės bangų skalia-

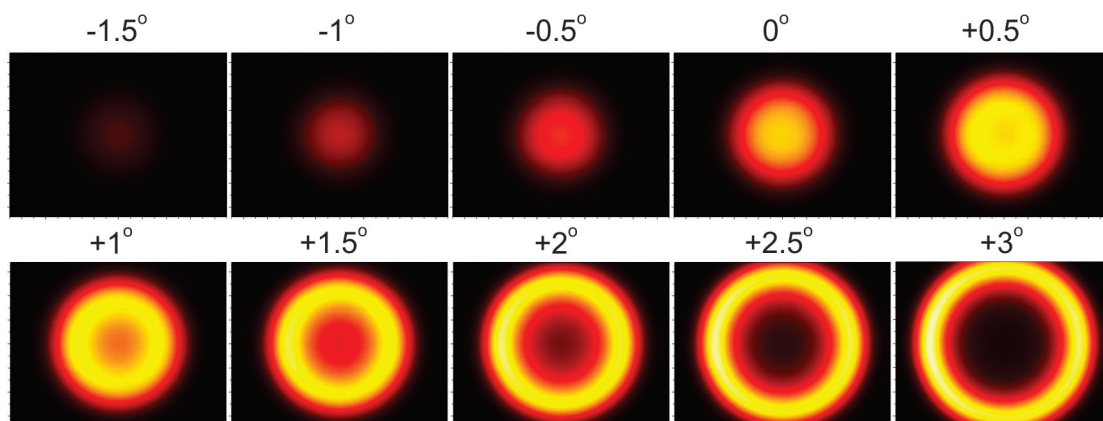
rinį sinchronizmą, tačiau jeigu signalinės ir skirtuminės bangų ilgiai skiriasi, skaliarinis sinchronizmas pasireiškia esant mažesniems kristalo orientacijos kampams. Šios dvi priežastys ir lemia PF emisiją esant neigiamiems kristalo orientacijos kampams išsigimusio sinchronizmo atžvilgiu.

PF erdviniai skirstiniai skirtingiems kristalams ir jų orientacijoms sinchronizmo plokštumoje yra pavaizduoti 2.5 pav.: (a - c) – žadinant I tipo LiIO_3 kristalą, (d - f) – I tipo KDP kristalą ir (g - i) – II tipo BBO kristalą. Spalvinė koduotė paveiksle atitinka fotonų srautą erdviniam kampo vienetui (fotonai/s/ μsr). LiIO_3 ir KDP kristalai buvo žadinami 0,21 mW galios kaupinimu, BBO – 77 μW . 2.5 pav. pateikti skirstiniai iš kairės į dešinę kristalo pasukimo kampo didėjimo tvarka. Sukant plėvelinį poliarizatorių PP nustatyta, kad LiIO_3 ir KDP kristaluose žadinama PF yra tiesiškai poliarizuota ir atitinka o poliarizaciją. Iš pateiktų rezultatų matome, kad visų kristalų atveju registruota PF atitinka lazerine spinduliuote žadinamos PF pobūdį: tai yra kūginė spinduliuotė, kurios skersmuo didėja, didėjant kristalo pasukimo kampui. Netiesinės terpės orientacijos kampas θ_s atitinka kaupinimo pluošto centrinio bangos ilgio išsigimusį režimą: LiIO_3 kristalui 35,6°, KDP – 41,9° ir BBO – 36,9°.

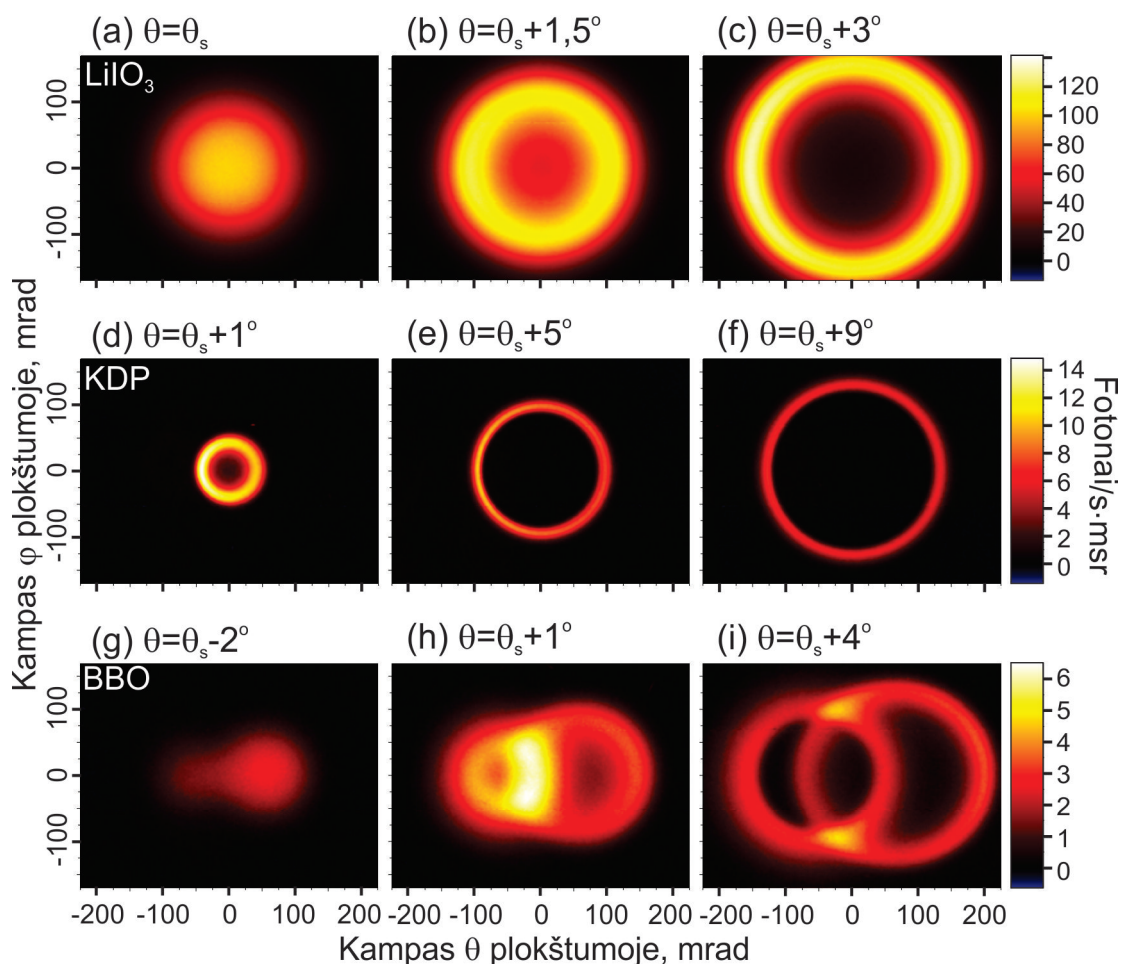
Lyginant parametrinę sąveiką I tipo KDP (2.5 pav. (a–c)) ir LiIO_3 (2.5 pav. (d–f)) kristaluose akivaizdžiai pasireiškia dispersiniai abiejų kristalų skirtumai. KDP atveju fazinio sinchronizmo kampai plačiame kaupinimo spektre kinta gerokai mažiau nei LiIO_3 atveju, todėl ir parametrinis kūgis KDP atveju yra mažai išplitęs erdvėje. Dėl tos pačios priežasties LiIO_3 atveju parametrinis kūgis plėtėja žymiai sparčiau, keičiant kristalo išsukimo kampą, nei KDP atveju. Lyginant 2.5 pav. (c) ir (f) esančius vaizdus matome, kad erdviniai skirstiniai yra panašaus pločio, tačiau LiIO_3 atveju kristalas buvo išsuktas +3° nuo išsigimusio režimo, kai KDP atveju +9°.

2.3 II tipo parametrinės fluorescencijos BBO kristale ypatumai

II tipo PF metu sukuriama du parametriniai kūgiai, kurių ašys nesutampa erdvėje ir yra simetriškai išsidėsčiusios abejose kaupinimo pluošto pusėse ϕ plokštumoje (2.5 pav. (g – i)). Siekiant parodyti, kad kūgiai yra skirtingų poliarizacijų, buvo atlikta poliarizacinė parametrinio pluošto analizė (2.6

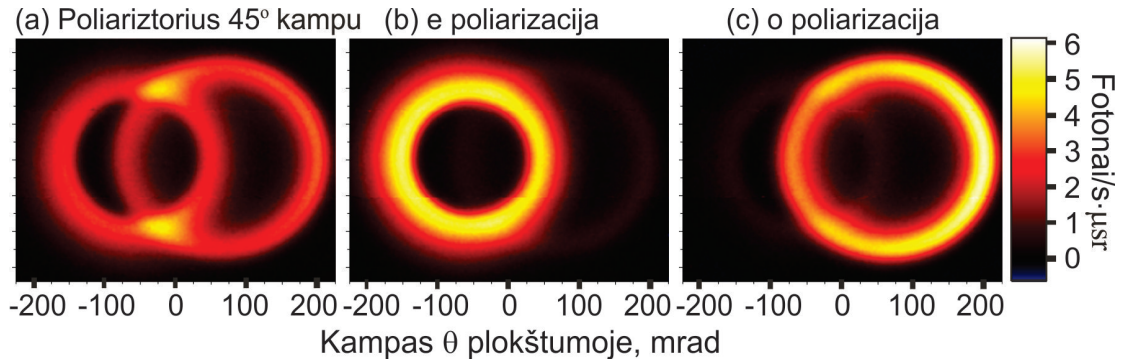


2.4 pav.: PF erdviniai skirstiniai LiIO_3 kristale skirtingiems kristalo pasukimo kampams. Erdvinių kampų ašis ir spalvinė koduotė atitinka 2.5 pav. pavaizduotas ašis ir spalvinę koduotę. Kampų nuokrypio vertės žymi kristalo orientaciją centriniam kaupinimo bangos ilgio išsigimusio sinchronizmo atžvilgiu.



2.5 pav.: PF erdviniai skirstiniai kaupinant LiIO_3 (a-c), KDP (d-f). ir BBO (g-i) kristalus esant skirtingiems kristalų pasukimo kampams. LiIO_3 (a-c) ir KDP (d-f) kristalų atvejais Glano poliarizatorius pasuktas taip, kad praleistų e poliarizacijos kaupinimą, BBO (g-i) kristalo atveju Glano poliarizatorius pasuktas 45° kampu.

pav.). Tai ypatingai svarbu nagrinėjant galimybę kurti fotonų porų poliarizacijos supintąsias būsenas. Keičiant poliarizacinio filtro, esančio priešais CCD kamerą, kryptį, buvo užregistruotas abiejų poliarizacijų (2.6 pav. (a), poliarizatorius pasuktas 45° kampu), e (2.6 pav. (b)) ir o (2.6 pav. (c)) poliarizacijų vaizdai. II tipo parametrinės sąveikos metu sukuriamos skirtingų poliarizacijų fotonų poros (o ir e). Kaip buvo minėta 1.1 skyriuje dvejo-
po lūžio kristaluose e poliarizacijos šviesos bangų dispersija priklauso nuo

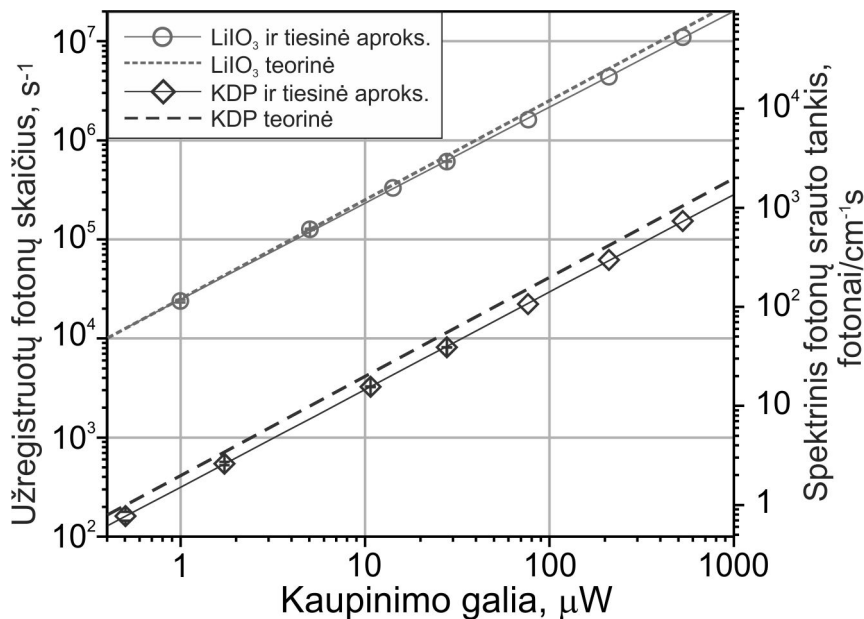


2.6 pav.: II tipo PF BBO kristale poliarizacinė analizė, plėveliniam poliarizatoriui esant pasuktam 45° kampu (a), e poliarizacijos pralaidumo kampu (b) ir o poliarizacijos pralaidumo kampu (c).

sklidimo krypties kristale. Kintant sklidimo kampui θ plokštumoje, kinta e poliarizacijos bangų k vektorių tikrinė vertė. Dėl šios priežasties norint įgyvendinti efektyvią tribangę parametrinę sąveiką, parametrinis e kūgis turi pasislinkti į mažesniųjų kristalo kampų pusę. Tuo tarpu parametrinis o kūgis, uždantis tribangės sąveikos bangų vektorių sumą (1.3 pav. (b)), bus tuo pačiu kampu nuo kaupinimo pluošto pasislinkęs į didesniųjų kristalo kampų pusę. Verta atkreipti dėmesį, kad eksperimentiškai BBO kristale užregistruotų o ir e poliarizacijų kūgių erdvinis kampas skiriasi (2.6 pav.). Realiai kristalo viduje priešingų poliarizacijų kūgiai yra vienodo kampo, tačiau dėl skirtingų o ir e poliarizacijų bangų lūžių rodiklių neigiamo vienašio kristalo išorėje e poliarizacijos kūgis yra mažesnis nei o poliarizacijos kūgis. Skirtingų poliarizacijų kūgiai tarpusavyje persiklodami sankirtos ašyse (2.5 pav. (h), (i)) sudaro sąlygas egzistuoti susietiesiems fotonams, kurie plačiai taikomi kvantinės optikos eksperimentuose.

2.4 I tipo parametrinės fluorescencijos galios analizė

Siekiant įvertinti PF efektyvumą ir mūsų detekcijos sistemos ribines galimybes patikimai registruoti silpnus parametrinio proceso signalus, buvo ištirta PF galios (fotonų srauto) priklausomybė nuo kaupinimo spinduliuotės galios (2.7 pav.) I tipo KDP ir LiIO_3 kristalams. Kaip ir tikėtasi pagal klasikinę PF teoriją ((1.17) formulė) buvo nustatyta, kad PF kaupinama nekoherentiniais šaltiniais tiesiškai priklauso nuo kaupinimo galios – mūsų matavimo ribose nepasireiškė kiti parametriniai procesai, priklausantys nuo šviesos lauko intensyvumo, pvz., parametrinis stiprinimas. PF galia arba fotonų srautas buvo įvertintas integruojant PF erdvinio skirstinio vaizdus, pagal CCD kameros specifikacijas įvertinant fotoelektronus, kurie yra tiesiogiai registruojami, atitinkantį fotonų kiekį.



2.7 pav.: PF fotonų srauto ir spektrinio fotonų srauto tankio priklausomybė nuo kaupinimo šaltinio galios kaupinant KDP (tuščiaviduriai rombai) ir LiIO_3 (tuščiaviduriai apskritimai) kristalus; išsitiesinės tiesės - tiesinė eksperimentinių verčių aproksimacija, brūkšninės tiesės - teoriniai skaičiavimai, brūkšneliai ties eksperimentinėmis vertėmis - matavimų paklaidos.

Galima atkreipti dėmesį, kad tiriant abudu kristalus registruojamas PF fotonų srautas buvo gerokai didesnis už CCD kameros detekcijos ribą, kuri yra lygi 20 fotonų/s. 2.7 pav. matome, kad PF galios keitimas LiIO_3 kristale yra dvejomis eilėmis didesnis nei KDP kristalo atveju. Tai didžiaja dalimi tiesiogiai susiję su kristalų efektyviuoju netiesiškumu, kadangi PF

galia ((1.16) formulė) priklauso nuo kristalo netiesiškumo kvadrato, o LiIO_3 kristalo netiesiškumas (5,2 pm/V, 800 nm bangos ilgiui) yra eile didesnis už KDP (0,4 pm/V, 1,064 μm bangos ilgiui) [25]. Teorinių skaičiavimų rezultatai, pateikti 2.7 pav., buvo gauti pagal (1.16) formulę išplėtotą PF teorinį modelį, pritaikytą nekoherentiniam kaupinimui. Teorinis modelis bus aptartas 3.1 skyriuje. Teoriniai rezultatai koreliuoja su eksperimentinėmis vertėmis. Nedidelis neatitikimas (iki 25%) didžiajia dalimi susijęs su skaičiavimuose naudojama efektyvaus netiesiškumo verte, kadangi literatūroje efektyvaus netiesiškumo vertės yra pateikiamos tik Ti:safyro ir Nd:YAG pirmosioms harmonikoms [25], nors ir yra žinoma, kad dažniui didėjant efektyvus netiesiškumas taip pat didėja, tačiau tikrųjų verčių mūsų naudoto kaupinimo bangos ilgiui mokslinėje literatūroje nėra pateikta.

Verta pažymėti, kad PF buvo registruojama kaupinant iki 0,5 μW galios kaupinimu. Lyginant mūsų naudojamo šviesos diodo spektrinį skaisčių su Saulės spektriniu skaisčiu, kuris yra kelis kartus didesnis nei maksimalus eksperimente naudoto kaupinimo skaisčių, galima konstatuoti, kad eksperimentinėmis sąlygomis mes stebėjome parametrinį šviesos keitimą kaupinant beveik keturiomis eilėmis mažesnio spektrinio skaisčio nekoherentiniu šviesos šaltiniu nei Saulė. PF galios registravimo ir analizavimo metodika naudojant didelės galios šviesos diodus galėtų būti pritaikyta netiesinių kristalų netiesiškumo nustatymui plačiame spektriniame diapazone, kadangi komerciškai parduodamų šviesos diodų bangos ilgiai perdengia platų spektrinį diapazoną nuo ultravioletinės iki infraraudonosios spinduliuotės.

2.5 Apibendrinimas

Šiame skyriuje buvo pristatyti pirmieji eksperimentiniai PF, žadinamos nekoherentiniu šaltiniu – didelės galio mėlynu šviesos diodu, tyrimo rezultatai. Eksperimentiškai buvo užregistruoti ir ištirti PF erdviniai skirstiniai I tipo KDP ir LiIO_3 bei II tipo BBO kristaluose. Nustatyta, kad PF erdvinės savybės esmingai priklauso nuo netiesinių terpių dispersinių savybių. Taip pat buvo nustatyta, kad PF galia tiesiogiai priklauso nuo kaupinimo galios – buvo įsitikinta, kad yra stebima tiesiog parametrinė kaupinimo fotonų sklaida, kiti netiesiniai procesai nepasireiškia. Verta paminėti, kad mūsų naudotos detekcijos sistemos galimybės leido užfiksuoti PF signalą kaupinant iki 0,5 μW galios kaupinimo pluoštu. Kitas svarbus faktas, kad mūsų

naudoto nekoherentinio šaltinio spektrinis skaistis buvo gerokai mažesnis už Saulės spektrinį skaistį. Taigi, tiek natūralūs, tiek ir dirbtiniai nekoherentiniai šviesos šaltiniai gali būti naudojami kaip alternatyva lazerinei spinduliuotei žadinant bifotonį lauką, tinkamą įvairiems kvantinės optikos taikymams, pradedant pačios šviesos savybių tyrimais baigiant susietųjų fotonų šaltinio taikymais kvantinės komunikacijos, kvantinių skaičiavimų srityje. Dažniausiai mokslinėje literatūroje kalbama apie netiesinius reiškinius didelės apertūros necentrosimetriniuose kristaluose, tačiau nereikia pamiršti, kad antros eilės netiesiškumas pasireiškia ir izotropinių medžiagų paviršiuose [26] bei nanodalelėse [27]. Kosmoso platybėse plytintys organinių molekulių ar nanodalelių klodai taip pat gali pasižymėti netiesinėmis savybėmis, todėl žvaigždžių šviesa gali sukelti, nors ir labai silpnus, bet realius netiesinius reiškinius. Į netiesinius reiškinius galėtų būti atsižvelgta astronominiuose stebėjimuose, kadangi jie gali iškreipti registruojamus tolimųjų žvaigždžių ir galaktikų spektrus. Šiais laikais, išstobulėjus optoelektronikos technologijoms, komerciškai galima įsigyti šviesos diodų, spinduliuojančių pačio įvairiausio dažnio šviesą plačiame optiniame spektre. Tai leidžia nekoherentine spinduliuote žadinamą PF taikyti metrologijoje, tiriant netiesinių kristalų netiesiškumą plačioje optinio spektro srityje. Itin pigūs, kompaktiški nekoherentiniai šviesos šaltiniai, galintys spinduliuoti įvairiausio dažnio šviesą, galėtų pakeisti lazerinę spinduliuotę tose srityse, kuriose erdvinis ir laikinis bifotonų koherentiškumas nėra kritinis.

3

Parametrinės fluorescencijos žadinamos didelės galios mėlynu šviesos diodu teorinis modeliavimas

Medžiaga susijusi su šiuo skyriumi publikuota [A1, A3]

Eksperimentiniai PF, žadinamos mėlynu šviesos diodu, rezultatai, atskleidę galimybę generuoti PF kaupinant nekoherentiniais šaltiniais, pateikė daugiau klausimų nei atsakymų. Jeigu energetinius PF išeigos skirtumus KDP ir LiIO_3 kristaluose (2.7 pav.) galima paaiškinti tiesiogiai lyginant kristalų netiesiškumą, tai erdvinių skirstinių skirtumai (2.5 pav.) nepasirodė trivialūs. Siekiant kokybiškai paaiškinti erdvinius PF skirtumus buvo atliktas teorinis šio reiškinio modeliavimas.

Vienas pirmųjų PF teorinių modelių pasirodė praktiškai iš karto po pirmųjų atliktų PF eksperimentų. T. G. Giallorenzi su C. L. Tang 1968 metais pristatė PF teorinį modelį trims netiesiniams kristalams: LiNbO_3 , ADP ir KPD [28]. Teoriniai skaičiavimai buvo siejami su anksčiau atliktais eksperimentais [19, 29], pateiktos formulės parametrinės išeigos intensyvumo įver-

tinimams. Remdamiesi savo teoriniais skaičiavimais autoriai priėjo keletą svarbių išvadų: gimusių parametrinių bangų, sąlygotų vektorinio sinchronizmo, erdvinis spektras gali būti pakankamai platus. Netgi itin siauro erdvinio spektro kaupinimo pluoštas gali sukelti plataus spektro parametrinę spinduliuotę, kurios erdvinis spektras priklauso nuo netiesinio kristalo dispersinių savybių, kaupinimo bangos dažnio bei kaupinimo pluošto sklidimo kristale krypties. Konkretaus bangos ilgio ir sklidimo krypties kaupinimo pluošto nulemtų parametrinių bangų dažnis priklauso nuo emisijos krypties. Priklausomai nuo kristalo tipo, parametrinės spinduliuotės dažniai gali kisti nuo raudonųjų bangų centrinėje dalyje iki mėlynųjų bangų periferinėje dalyje ir atvirkščiai. Padidinus kaupinimo pluošto sklidimo kristale kampą, gali išnykti skaliarinis sinchronizmas, tačiau vektorinis sinchronizmas išliks – išėjime matysime kūgio pavidalo parametrinę spinduliuotę. Naudojant baigtinio erdvinio spektro kaupinimo pluoštą, parametrinių bangų erdvinis spektras skirtingomis emisijos kryptimis gali skirtis – parametrinio kūgio šoninių sienelių storai bus nevienodi.

Pakankamai neseniai pasaulio mokslinė bendruomenė ėmėsi nagrinėti klausimą, kaip kinta PF erdvinė [30, 31] ir spektrinė [32] struktūra keičiant kaupinimo pluošto erdvinį spektrą – Gauso pluošto fokusavimo sąlygas. Autoriai pademonstravo, kad kuo kaupinimo pluoštas aštriau fokusuojamas, tuo smarkiau pasireiškia I ir II tipo PF erdvinė asimetrija. Taip pat esant smarkioms kaupinimo fokusavimo sąlygoms II tipo PF atveju pasireiškia skirtingos poliarizacijos parametrinių bangų spektrinė asimetrija. Spektrinę asimetriją daugiausia lemia skirtinga o ir e poliarizacijos bangų kampinė dispersija bei koreliacija tarp parametrinių bangų dažnių ir emisijos kampų [32]. Taip pat buvo nagrinėtas klausimas, kaip keičiasi bifotonų savybės esant mažai kaupinimo koherentiškumo trukmei - esant plačiam kaupinimo spektrui [33].

Pateikti pavyzdžiai, aiškinantys PF erdvines ar laikines transformacijas, keičiant kaupinimo erdvines arba laikines koherentiškumo savybes, yra nagrinėjami taikant išskirtinai lazerinę spinduliuotę. Lazerinė spinduliuotė savo prigimtimi yra kvazikoherentinė – spinduliuotės koherentiškumo ilgis daugeliu atvejų yra gerokai didesnis už parametrinės sąveikos ilgį. Tačiau net ir tais atvejais, kai koherentiškumo ilgis yra mažesnis, jis yra tos pačios eilės kaip ir sąveikos ilgis. Mūsų nagrinėjamu atveju, kaupinimui naudojant nekoherentinius šaltinius, kaupinimo koherentiškumo ilgis yra esmingai (2-3

eilėmis) mažesnis už netiesinės terpės ilgi, todėl natūralu, kad mokslinėje literatūroje nėra pateikta teorinių modelių, aiškinančių pilnai nekoherentinės šviesos parametrinės sąveikos. Nėra vieningos teorijos, apjungiančios tiek erdvinį, tiek ir laikinį kaupinimo pluošto nekoherentiškumą ir paaiškinančios PF erdviųjų skirstinių subtilybes.

Šiame skyriuje išdėstyta nekoherentiniam kaupimui adaptuotas PF teorinis modelis bei teoriškai ištirtos eksperimentinių PF erdviųjų skirstinių savybės.

3.1 Teorinis parametrinės fluorescencijos modelis žadinant nekoherentiniais šaltiniais

Teorinis modelis nekoherentiniams kaupinimo šaltiniams buvo sukurtas remiantis (1.16) formule. Pagrindinės prielaidos, kuriant teorinį modelį, buvo šios: kaupinimo pluošto nuskurdinimas nepasireiškia (parametrinis galios keitimas apie 10^{-6}), signalinės ir skirtuminės bangos yra per silpnos, jog pasireikštų sąveika su kitomis procese dalyvaujančiomis bangomis, kaupinimo bangos tarpusavyje nesąveikauja - kiti netiesiniai procesai nepasireiškia. Remiantis šiomis prielaidomis kaupinimo pluoštas yra aprašomas kaip klasikinė plokščiųjų bangų superpozicija ir kaupinimo galios skirstinys užrašomas:

$$P_p(\omega_p, \varphi, \theta) = \sum_{zxy} S(\omega_{p_z})S(\varphi_x, \theta_y)P_0; \quad (3.1)$$

čia $S(\omega_{p_z})$ ir $S(\varphi_x, \theta_y)$ yra laikinių ir erdviųjų dažnių spektrinio pasiskirstymo funkcijos, P_0 – suminė kaupinimo galia.

Realiomis eksperimentinėmis sąlygomis neįmanoma užregistruoti visų sukurtų fotonų porų. Visada egzistuoja registruojamos šviesos nuostoliai dėl atspindžių ar sugerties pereinant per įvairius optinius elementus (lęšius, poliarizatorius, filtrus) bei egzistuoja tam tikras detektoriaus kvantinis efektyvumas. Siekiant teoriškai atkartoti eksperimentines sąlygas turime įskaityti šviesos nuostolius eksperimento optinėje dalyje ir detekcijos sistemoje. Šiuo tikslu turime įvesti šviesos detekcijos kvantinio efektyvumo funkciją $q(\omega_s)$, kuri lygi visų detekcijos dalyje esančių optinių elementų pralaidumo funkcijų ir pačio detektoriaus kvantinio efektyvumo funkcijos sandaugai. Pasinaudojus sumine PF, kaupinant plokščiąja monochromati-

ne banga, galios išraiška ((1.16) formulė) galima užrašyti PF, kaupinamos nekoherentine spinduliuote, galios išraišką:

$$P_s = P_0 L^2 \sum_{zxy} S(\omega_{p_z}) S(\varphi_x, \theta_y) \int_0^\infty \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\omega_s^4 \omega_i d_{ef}^2 \hbar n_s}{4\pi^3 \epsilon_0 c^5 n_i n_p} q(\omega_s) \text{sinc}^2 \frac{\Delta k L}{2} d\varphi d\theta d\omega_s. \quad (3.2)$$

Taikant (3.2) formulę savarankiškai buvo sukurtas unikalus programinis kodas naudojant mokslinių skaičiavimų paketą MatLAB. Skaičiavimai atliekami KDP, LiIO₃ ir BBO kristaluose, kurių dispersinių savybių aprašymui naudojamos Sellmeier'io formulės, pateiktos D. N. Nikogosyan knygoje [25]. Teoriniame modeliavime kaupinimo pluošto laikinis ir erdvinis skirstinys atitiko eksperimentines sąlygas. Programoje naudojami keturių vidinių ciklų skaičiavimai: 2 ciklai kaupinimo erdvinio dažnio kitimui ir po vieną ciklą kaupinimo ir signalo dažnių kitimui. Atliekant skaičiavimus registruojami parametrinio kūgio skerspjūviai. Skaičiavimo kokybė kritiškai priklauso nuo diskretizavimo žingsnio dydžio ir atitinkamai skaičiavimo laiko, todėl skaičiavimai atliekami ne visoje detekcijos erdvėje, tačiau tik θ plokštumoje. Pagrindinis skaičiavimų rezultatas – duomenų „kubas“, kuriame registruojamas bifotonio lauko srautas – parametrinio kūgio bangų galios pasiskirstymas pagal kaupinimo ir signalo erdvinius dažnius ir kaupinimo bangos ilgus.

Bendruoju atveju PF galios pasiskirstymą galima užrašyti 6 parametru erdvėje: du parametrai atitiktų kaupinimo erdvinį spektrą, vienas – kaupinimo dažnių spektrą, du – detekcijos erdvinį spektrą ir vienas – detekcijos dažnių spektrą. Čia reiktų atkreipti dėmesį, kad (3.2) formulėje trigubas integralas žymi integravimą pagal 3 detekcijos parametrus, tuo tarpu sumos ženklas žymi integravimą pagal 3 kaupinimo parametrus. Visi šie parametrai (integravimo kintamieji) nėra tarpusavyje nepriklausomi - sinc funkcija priklausanti nuo fazinio nederinimo Δk yra 6 parametru integralo viduje. Fazinis nederinimas tiesiogiai priklauso nuo trijų sąveikoje dalyvaujančių bangų dažnių ir sklidimo krypties, o parametrinių bangų dažniai ir sklidimo kryptys yra susietos su kaupinimo bangų savybėmis. Juo labiau, kad kaupinimo bangos, kuri yra e poliarizacijos, skaičius priklauso ir nuo kaupinimo bangos dažnio, ir nuo jos orientacijos kristale, todėl atliekant skaitmeninį integravimą, modeliuojant PF galios tankį parametru erdvė-

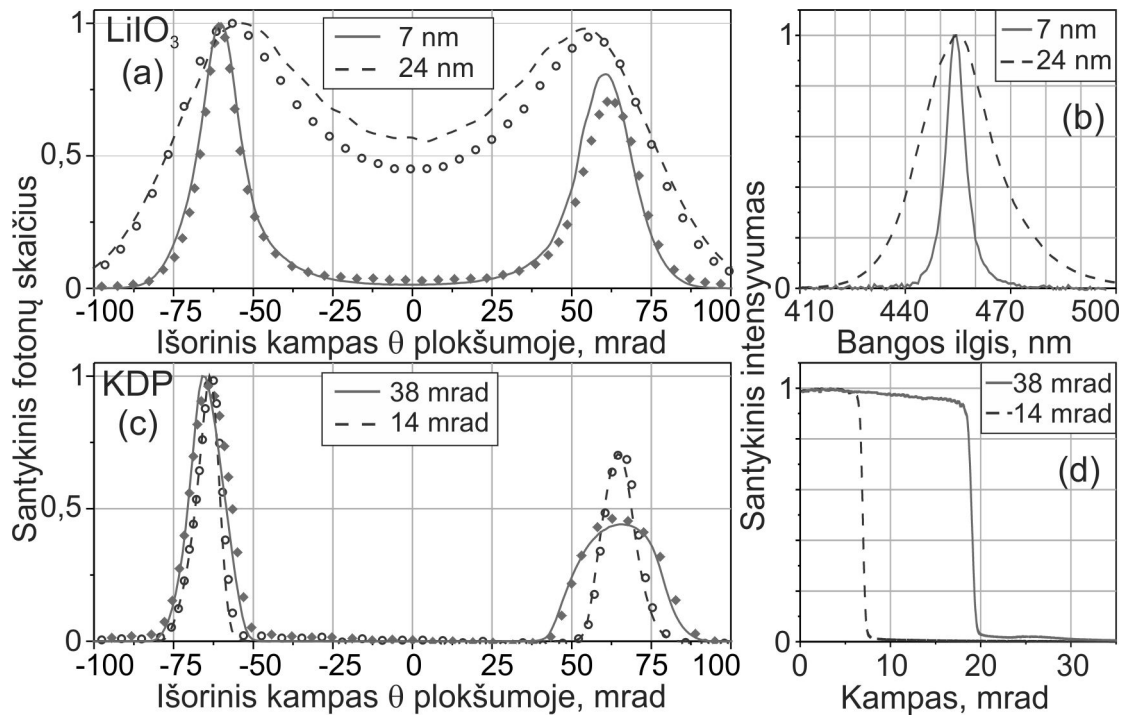
je, yra svarbus integravimo kintamųjų eiliškumas. Tačiau atlikus pirminį skaitmeninį integravimą ir sukūrus duomenų kubą – PF galios pasiskirstymą nagrinėjamų parametrų erdvėje, tolimesnę PF analizę galime atlikti laisvai pasirinkdami norimas dedamąsias – laisvai galima pasirinkti tiek kaupinimo, tiek ir detekcijos erdvinį bei dažnių spektrą. Nagrinėjant duomenų kubą integravimo tvarka pasidaro visiškai nebesvarbi. Parametrų kiekį duomenų kube fiziškai riboja duomenų kubo užimamas atminties kiekis kompiuterio kietajame diske. Kiekvieno parametro erdvė yra diskretiškai suskirstoma į tam tikrą kiekį narių. Visų šių narių sandauga atitiks duomenų kubo celių kiekį ir analogiškai užimamą atminties vietą kietajame diske. Galima sakyti, kad užimamas atminties kiekis yra laipsninė funkcija, kurios laipsnis – parametrų kiekis. Dėl šios priežasties buvo nuspręsta fiksuoti PF galios pasiskirstymą 3 parametrų erdvėje: po vieną erdvinį kaupinimo ir detekcijos parametru ir vieną kaupinimo dažnių parametru. Naudojant šį duomenų kubą, atliekamas parametrinio pluošto vaizdavimas: pateikiamas parametrinės galios pasiskirstymas pagal kaupinimo ir detekcijos tiek erdvinius, tiek ir dažnių spektrus, skaičiuojama suminė parametrinio pluošto išėiga.

Universalios teorinio modeliavimo galimybės keisti tiek pradinius parametrus, tiek ir atvaizdavimo sąlygas leido mums tiek kiekybiškai, tiek kokybiškai išanalizuoti eksperimentinėmis sąlygomis gautus PF skirstinius.

3.2 Eksperimentinių parametrinės fluorescencijos erdvinių skirstinių teorinis charakterizavimas

Vienos svarbiausių PF charakteristikų yra šių bangų laikinis ir erdvinis koherentiškumas, kuris iš esmės yra nusprendžiamas kaupinimo pluošto sąvybių. Siekiant PF, žadinamą nekoherentine spinduliuote, taikyti kvantinės optikos ar kitokiuose tyrimuose, svarbu yra gebėti nustatyti ir modifikuoti erdvinį PF bangų pasiskirstymą. Lyginant eksperimentinius I tipo PF galios skirstinius KDP (2.5 pav. (d-f)) ir LiIO_3 (2.5 pav. (a-c)) kristaluose aiškiai matome, kad PF galios skirstiniai skiriasi naudojant skirtingo tipo netiesines terpes. Kyla klausimas, kaip keičiasi skirstiniai keičiant kaupinimo sąlygas. Siekiant atsakyti į šį klausimą eksperimentiškai buvo ištirta, kaip kinta erdviniai PF galios skirstiniai kaupinant skirtingo spektri-

nio ir skirtingo erdvinio spektrinio pločio pluoštais (3.1 pav.). Lygiagrečiai eksperimentui buvo atlikti teoriniai skaičiavimai. Teoriniame modeliavime kaupinimo sąlygos buvo pasirinktos analogiškos kaip ir eksperimente: bangos ilgių spektro plotis 24 nm (FWHM), erdvinio spektro plotis 38 mrad (FWHM). Kristalo pasukimo kampai parinkti tokie, kad atitiktų eksperimentinėmis sąlygomis užregistruotus skirstinius (2.5 pav. (b), (e) ir (i)). Teorinis modeliavimas atliktas siaurinant tik kaupinimo erdvinį spektrą arba siaurinant tik kaupinimo spektrinį plotį.



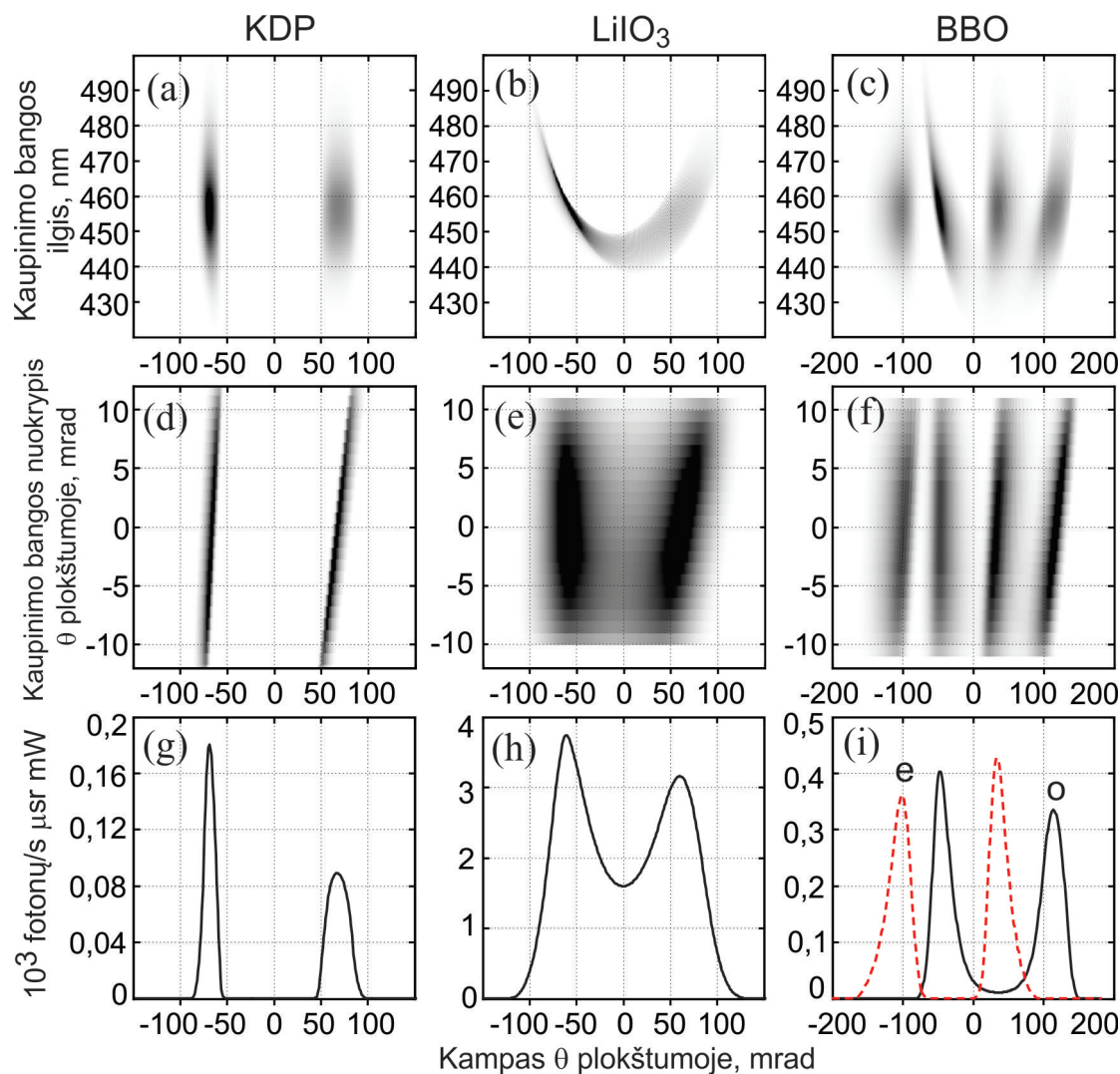
3.1 pav.: PF erdvinių skirstinių skerspjūviai: (a) LiIO_3 kristalą kaupinant skirtingo spektrinio pločio spinduliuote ir (c) KDP kristalą kaupinant skirtingo erdvinio spektrinio pločio spinduliuote. (b) kaupinimo spinduliuotės dažnių spektrai, naudoti LiIO_3 kristalo kaupinimui, (d) kaupinimo spinduliuotės erdviniai spektrai, naudoti KDP kristalo kaupinimui.

Atlikus teorinius skaičiavimus buvo nustatyta, kad parametrinės sąveikos KDP ir LiIO_3 kristaluose skirstiniai visiškai skirtingai reaguoja į kaupinimo spektrinius pokyčius. LiIO_3 kristalo atveju PF galios skirstinys praktiškai nekinta keičiant kaupinimo erdvinį spektrą, tačiau esmingai kinta siaurinant kaupinimo laikinio spektro plotį (3.1 pav. (a)). Teorinio modeliavimo rezultatus atkartoja ir eksperimentas, kuriame naudojome dviejų skirtingų laikinio spektro pločio (24 nm ir 7 nm) kaupinimo pluoštus (3.1 pav. (b)). Siaurinant laikinį kaupinimo spektrą PF galios skirstinys LiIO_3 kristale vis labiau lokalizuojasi į siaurą kūginę spinduliuotę ir vis labiau pasireiškia

erdvinio PF skirstinio asimetrija, kuri aiškiai pasireiškia KDP atveju (3.1 pav. (c)). Spinduliuotės kairiojoje kūgio sienelėje, kuri atitinka PF bangų sklidimą netiesiniame kristale arčiau kristalo optinės ašies, spektrinis intensyvumas yra žymiai didesnis ir pati spinduliuotė yra žymiai mažiau išsibarsčiusi už dešinėje kūgio sienelėje esančią spinduliuotę.

Tuo tarpu kaupinimo pluošto įtaka PF skirstiniui KDP kristale yra priešinga. Erdvinis skirstinys nekinta siaurinant kaupinimo laikinį spektrą, tačiau modifikuojasi mažinant erdvinį spektro plotį (3.1 pav. (c)). Eksperimentinis ir teorinis tyrimas buvo atliekamas naudojant 14 mrad (FWHM) ir 38 mrad (FWHM) pločio kaupinimo erdvinis spektrus (3.1 pav. (d)). Siaurėjant kaupinimo erdviniam spektrui mažėja PF pluošto asimetrija – dešinėsios PF kūgio sienelės spektrinis intensyvumas ir kūgio sienelės plotis vis labiau artėja prie kairiosios kūgio sienelės parametrų, kol galų gale, kaupinimui naudojant erdviškai koherentinę spinduliuotę, PF kūgis tampa visiškai simetrinis.

Naudojant suminio skirstinio skerspjūvius analizuoti PF galios pasiskirstymo ypatybes, priklausomai nuo kaupinimo pluošto parametrų, yra ganėtinai sudėtinga, todėl modeliavimo rezultatus buvo siekiama pavaizduoti kitoje perspektyvoje. Skaitmeninis modeliavimas neriboja kintamųjų erdvės, kurioje galima atvaizduoti PF galios pasiskirstymą. Jeigu eksperimentinėmis sąlygomis mes galime PF galios pasiskirstymą analizuoti tik detekcijos erdvių spektrų erdvėje, tai skaitmeninio modeliavimo atveju PF galios pasiskirstymą galima nagrinėti tiek detekcijos, tiek ir kaupinimo erdvių bei laikinių spektrų erdvėse. Mūsų pasirinkimo laisvę riboja tik vidinis kompiuterio atminties kiekis bei asmens, rašančio skaitmeninį kodą, skaitmeninio analizavimo įgūdžių stoka. Nors ir teoriškai PF galios skirstinį galima išskleisti 4 kintamųjų erdvėje, tačiau dėl per ne lyg didžiulio duomenų kiekio ir skaitmeninio sudėtingumo analizuoti keturmatį duomenų kubą, PF galios dedamosios buvo analizuojamos trimačiame duomenų kube, kurio ašyse yra atidėtas radialinis kaupinimo erdvinis spektras, kaupinimo laikinis spektras ir detekcijos erdvinis spektras θ plokštumoje. Pasirenkant skirtingas duomenų kubo pjūvio kryptis, galima ištyrinėti, kaip nuo įvairių parametrų priklauso PF bifotonio lauko savybės.



3.2 pav.: PF galios pasiskirstymo teorinio modeliavimo rezultatai kaupiant mėlynu šviesos diodu KDP (a, d, g), LiIO_3 (b, e, f) ir BBO (c, f, i) kristaluose. (a-c) paveiksluose pavaizduotas erdvinis PF galios pasiskirstymas fazinio synchronizmo plokštumoje priklausomai nuo kaupinimo bangos ilgio, (d-f) – erdvinis PF galios pasiskirstymas priklausomai nuo kaupinimo bangos sklidimo krypties fazinio synchronizmo plokštumoje, (g-i) – PF galios skirstinio skerspjūvis fazinio synchronizmo plokštumoje; čia e (raudona brūkšninė linija) - nepaprastosios poliarizacijos, o (juoda ištisinė linija) - paprastosios poliarizacijos PF pluoštas. Kampai atitinka vidinius kampus netiesiniuose kristaluose.

Pagrindiniai teorinio modeliavimo rezultatai yra pavaizduoti 3.2 pav. Jie susideda iš trijų paveikslų kiekvienam kristalui: bifotonio lauko erdvinio spektro fazinio synchronizmo θ plokštumoje priklausomybė nuo kaupinimo laikinio (a-c) ir radialinio erdvinio spektro (d-f) bei integrinis bifotonio lauko erdvinis spektras fazinio synchronizmo θ plokštumoje (g-i). Netiesiniai kristalai buvo pasirinkti analogiškai eksperimentinėms sąlygoms: 20 mm ilgio I tipo KDP kristalas, orientuotas $\theta=46,9^\circ$ kampu (erdvinis PF skirs-

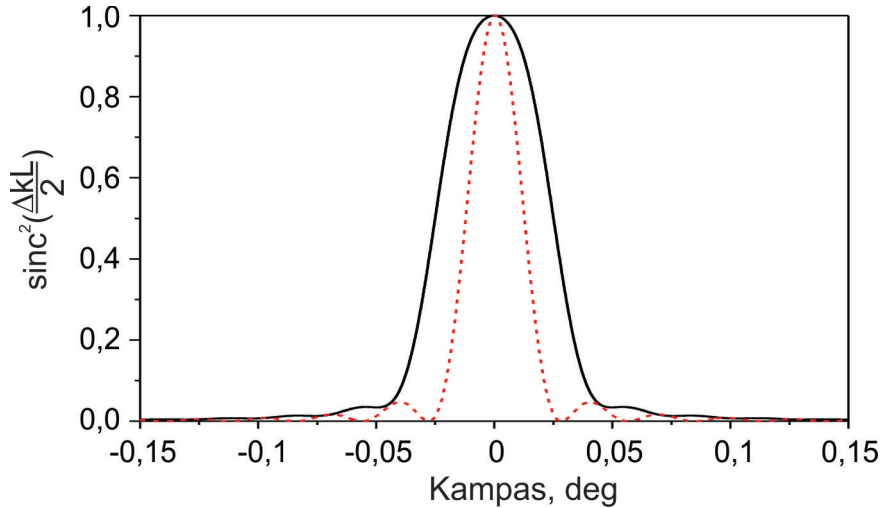
tinys atitinka 2.5 pav. (e)), 20 mm ilgio I tipo LiIO_3 kristalas, orientuotas $\theta=37,1^\circ$ kampu (2.5 pav. (b)) ir 8 mm ilgio II tipo BBO kristalas, orientuotas $\theta=40,9^\circ$ kampu (2.5 pav. (i)). Duomenų 3.2 pav. atvaizdavimas leidžia mums tiesiogiai išnagrinėti, kaip PF erdviniai skirstiniai priklauso nuo kaupinimo pluošto spektrinės sudėties atskiru netiesinio kristalo atveju.

KDP atveju bifotonio lauko erdvinio spektro asimetrija (3.2 pav. (g)) pasireiškia dėl ryškios fazinio sinchronizmo kampų priklausomybės nuo kaupinimo erdvinio spektro (3.2 pav. (d)), tuo tarpu kaupinimo laikinio spektro plitimas praktiškai neturi jokios įtakos nagrinėjamo bifotonio lauko kokybei (3.2 pav. (a)). Ryškią PF galios skirstinio asimetriją lemia dvi priežastys. Platėjant kaupinimo erdviniam spektrui kaupinimo bangos sklindančios vis didesniais kampais kristale sukuria vis didesnio skersmens šviesos kūgius. Tuo pačiu šviesos kūgiai transliuojasi kampų didėjimo kryptimi, kadangi kūgių ašys sutampa su kaupinimo bangų sklidimo kryptimis. Kitaip tariant, iš esmės PF kūgis plátėja dėl atskirų kaupinimo bangų kuriamų vis platesnio kampo kūgio dedamųjų, tačiau dėl kaupinimo pluošto transliavimosi į didesniųjų kristalo kampų pusę kompensuojamas PF kūgio plitimas mažesniųjų kristalo kampų pusėje (kairioji 3.2 pav. (g) skerspjūvio smailė) ir sustiprinamas kūgio plitimas didesniųjų kampų pusėje (dešinioji 3.2 pav. (g) skerspjūvio smailė). Siekiant išgauti aukšto erdvinio koherentiškumo PF signalą KDP kristaluose ir padidinti spektrinį intensyvumą, reikia siaurinti kaupinimo laikinį spektrą išlaikant bendrąją kaupinimo galią. Analogiškus rezultatus eksperimentiškai gavo ir H. Di Lorenzo Pires su bendraautoriais [31], nagrinėjęs kaupinimo pluošto fokusavimo įtaką I tipo PF erdviniams skirstiniams.

Panašios PF erdvių skirstinių priklausomybės nuo kaupinimo radialinio erdvinio spektro pastebėtos ir LiIO_3 atveju (3.2 pav. (e)). Tačiau šiuo atveju PF erdviniams skirstiniams didžiulę įtaką turi kaupinimo dažnių spektras (3.2 pav. (b)). Nors ir bifotonio lauko emisijos kampas yra panašus kaip KDP atveju, tačiau fazinio sinchronizmo kampų priklausomybė nuo kaupinimo dažnių yra gerokai ryškesnė. Kintant kaupinimo bangų dažniui bifotonio lauko spinduliuotė keičiasi nuo plačios ašinės (~ 445 nm kaupinimo bangai, 3.2 pav. (b)) iki plačios kūginės (~ 460 nm kaupinimo bangai) spinduliuotės. Nors ir egzistuoja parametrinio kūgio asimetrija (3.2 pav. (h)), tačiau ji yra žymiai mažesnė nei KDP kristalo atveju (3.2 pav. (g)). LiIO_3 atveju didžiausią įtaką PF spektriniam skaisčiui turi kaupinimo

dažnių spektras. Siaurinant kaupinimo pluošto spektrinį plotį, išlaikant tą pačią kaupinimo galią, galima padidinti bifotonio lauko spektrinį intensyvumą. Kita vertus, siaurinant kaupinimo dažnių spektrą vis labiau pasireiškia kūginės spinduliuotės asimetrija. Nagrinėjant 3.2 pav. (b) vienos kaupinimo dedamosios (sakykim 460 nm) kuriamo bifotonio lauko erdvinės savybes, galima pastebėti, kad kairiosios kūgio sienelės plotis yra žymiai mažesnis už dešinėsios sienelės plotį. Taigi, kaupinant LiIO_3 kristalą itin siauro dažnių spektro spinduliuote, generuojamo bifotonio lauko erdvinės savybės tampa analogiškos KDP kristalo atvejui – pasireiškia ryški bifotonio kūgio asimetrija, nulemta plataus kaupinimo erdvinio spektro. Šie asimetrijos ypatumai, kaupinant mažesnio dažnių spektro pločio spinduliuote, buvo stebėti ir eksperimentiškai (3.1 pav. (a)).

II tipo PF erdvių skirstinių BBO kristale priklausomybė nuo kaupinimo sąlygų nėra tokia triviali, kaip I tipo sąveikos atvejais. Vykstant II tipo sąveikai generuojamos o ir e poliarizacijų spinduliuotės. Kaip jau buvo minėta 1 skyriuje, dėl skirtingų dispersinių savybių skirtingos poliarizacijos pluoštai išsiskiria erdvėje ir nevienodai reaguoja į kaupinimo laikinio ir erdvinio spektro kitimą. Panagrinėkime kaupinimo laikinio spektro pločio įtaką bifotonio lauko erdvinėms savybėms (3.2 pav. (c)). Aiškiai matyti, kad kintant kaupinimo bangos ilgiui e poliarizacijos parametrinio kūgio plotis nekinta tačiau o poliarizacijos kūgis plėtėja didėjant kaupinimo bangos ilgiui. Tai iš esmės priklauso nuo dispersinių nagrinėjamos medžiagos savybių nagrinėjamame spektriniame diapazone. Mūsų atveju, analizuojant sąveiką BBO kristale artimosios infraraudonosios spinduliuotės srityje, e poliarizacijos bangos pasižymi silpnesnėmis dispersinėmis savybėmis nei o poliarizacijos bangos. Dėl šios priežasties, didinant kaupinimo bangos ilgį automatiškai ilgėja išsigimusio režimo PF bangų ilgiai. Dėl nevienodų dispersinių savybių o poliarizacijos bangos skaičius mažėja greičiau nei e poliarizacijos bangos skaičius. Kadangi bangos skaičius kinta smarkiau, būtent o poliarizacijos bangos skaičiaus vektorius, įgyvendinant fazinio sinchronizmo sąlygas (žr. 1.2 pav.), dreifuoja erdvėje smarkiau nei e poliarizacijos bangos skaičiaus vektorius. Analogiški rezultatai yra pateikti mokslinėje literatūroje, teoriškai nagrinėjant II tipo PF spektrines savybes, kaupinant nuolatinės veikos plačiajuoste lazerine spinduliuote [34]. Didėjant kaupinimo spektriniam pločiui o poliarizacijos PF pluošto spektrinis plotis didėja žymiai sparčiau nei e poliarizacijos pluošto.



3.3 pav.: Fazinio sinchronizmo funkcija 1 mm ilgio LiIO_3 kristalą kaupinant monochromatine plokščiąja banga (brūkšninė kreivė) ir 6 nm spektrinio pločio plokščiųjų bangų pluoštu (ištininė kreivė).

Kiek kitoks dėsningumas galioja keičiant kaupinimo erdvinio spektro plotį (3.2 pav. (f)). Šiuo atveju tiek e , tiek ir o poliarizacijos kūgių pločiai kinta keičiantis kaupinimo erdvinio spektro pločiui. Šie teorinio modeliavimo rezultatai visiškai atitinka ir mokslinėje literatūroje pateiktus eksperimentinius rezultatus [30]. Bifotonio lauko plitimo priežastys yra analogiškos I tipo sąveikos atvejui: esant plačiam erdviniam kaupinimo spektrui atskirų kaupinimo bangų sklidimo kryptis kristale varijuoja. Dėl šios priežasties varijuoja atskirų parametrinių kūgių komponentių, kurių integralas sudaro visą PF erdvinį skirstinį, kryptys ir pločiai. Apibendrinant teorinio modeliavimo rezultatus BBO kristale galima daryti išvadą, kad atskirai tik erdvinio spektro arba tik laikinio spektro siaurinimas neturi esminės įtakos PF pluošto erdviniam koherentiškumui.

Natūralu, kad bifotonio lauko koherentiškumas yra tuo didesnis, kuo siauresnis kaupinimo erdvinis ir dažnių spektras. Tačiau kyla klausimas, kaip smarkiai reikia siaurinti kaupinimo erdvinį ir dažnių spektrą? Kitaip tariant, ar egzistuoja apatinė spektrinio pločio riba, kurią pasiekus kaupinimo spektrinis siaurinimas nebeturėtų esminės įtakos erdviniam bifotonio lauko koherentiškumui? Mažiausią erdvinį kaupinio spektro plotį nusako difrakcinė riba duotajam pluošto diametru. Tuo tarpu kaupinimo dažnių spektro siaurinimo riba nėra tokia triviali. Bifotonio lauko erdvinį išplitimą iš esmės lemia fazinio sinchronizmo funkcija. Net ir kaupinimui naudojant monochromatinę plokščiąją bangą bifotonio lauko erdvinis spektrinis plotis nebus lygus nuliui (žr. 3.3 pav. brūkšninę kreivę). Fazinio sinchronizmo

funkcija yra kvadratinė sinc funkcija, priklausanti tiek nuo fazinio nederinimo, tiek ir nuo netiesinės terpės ilgio. Kuo netiesinė terpė trumpesnė, tuo fazinio sinchronizmo funkcija bus platesnė. Vaizdumo dėlei 3.3 pav. pavaizduotos fazinio sinchronizmo funkcijos kaupinimui naudojant tiek monochromatinę plokščiąją bangą (brūkšninė kreivė), tiek ir 6 nm spektrinio pločio plokščiųjų bangų pluoštą (ištinė kreivė). Skaičiavimai atlikti 1 mm ilgio LiIO_3 kristalą kaupinant 457 nm centrinio bangos ilgio kaupinimo pluoštu, fazinis nederinimas skaičiuotas 914 nm ilgio signalinei bangai. 6 nm spektrinio pločio plokščiųjų bangų pluoštas atitinka tokį kaupinimo atvejį, kada fazinio sinchronizmo funkcija ($\text{FWHM}=0.05^\circ$) yra dvigubai platesnė nei fazinio sinchronizmo funkcija kaupinimui naudojant plokščiąją monochromatinę bangą ($\text{FWHM}=0.025^\circ$). Kitaip tariant, kaupinimui naudojant siauresnio nei 6 nm spektro pločio kaupinimą bifotonio lauko erdvinis koherentiškumas yra artimas plokščiąja monochromatine banga kaupinamo bifotonio lauko koherentiškumui ir tolimesnis kaupinimo spektro siaurinimas didesnės įtakos bifotonio lauko erdviniam koherentiškumui nebeturi.

3.3 Apibendrinimas

Šiame skyriuje buvo aptartas teorinis modelis, naudotas nekoherentine spinduliuote kaupinamos PF eksperimentinių rezultatų, pateiktų ankstesniame skyriuje, skaitmeninei analizei. Taip pat pateikti bifotonio lauko erdvių skirstinių teorinės analizės rezultatai, nusakantys kaupinimo pluošto spektrinių parametrų įtaką generuojamos šviesos erdvinėms savybėms. Nustatyta, kad PF erdvinį pasiskirstymą įvairiuose kristaluose lemia individualios netiesinių terpių dispersinės savybės. Nėra universalus dėsningumo, galiojančio visiems atvejams, ir bifotonio lauko erdvinio koherentiškumo savybes atskiruose kristaluose reikia tyrinėti atskirai. KDP kristale generuojamos PF spinduliuotės erdvines savybes labiausiai lemia kaupinimo pluošto erdvinis spektras, tuo tarpu LiIO_3 atveju esminę įtaką turi kaupinimo dažnių spektras. Aukštas bifotonio lauko erdvinis koherentiškumas KDP kristale galbūt suteikia optimistinių vilčių nekoherentinės spinduliuotės plačiam taikymui bifotonio lauko generacijai. Tačiau BBO kristale, kuris yra vienas populiariausių netiesinių kristalų bifotonio lauko generacijai kvantinės optikos eksperimentuose, kaupinant tik plataus erdvinio spektro, bet siauro laikinio spektro spinduliuote arba atvirkščiai (plataus laikinio

ir siauro erdvinio spektro) nagrinėtomis sąlygomis neįmanoma sukurti erdviškai koherentinio bifotonio lauko. Kokybiškam II tipo bifotonio lauko generavimui BBO kristale geriausia taikyti lazerinę spinduliuotę, kurios erdvinis spektras yra siauriausias duotam pluošto diametru šašmaukoje ir dažnių spektras nėra platesnis už kristalo fazinio sinchronizmo juostos plotį monochromatiniam kaupimui. Juo labiau, kad tik lazerine spinduliuote įmanoma pasiekti didelį bifotonio lauko spektrinį skaistį bei aukštą laikinį koherentiškumą. Kita vertus, teorinio modeliavimo rezultatai parodė, kad tam tikrais atvejais nekoherentiniai šaltiniai, kurie yra nepalyginai pigesni nei lazeriniai šaltiniai, gali būti taikomi erdviškai kokybiškai PF generacijai.

4

Bifotonų, žadinamų mėlynu šviesos diodu, statistikos tyrimai

Medžiaga susijusi su šiuo skyriumi publikuota [A4]

Visi eksperimentiniai šviesos sąveikos su medžiaga ar pačios šviesos savi-veikos tyrinėjimai yra susiję su informacijos apie šviesą užrašymu, sunaikinant pačią šviesą – įvairiais detektoriais fiksuojame šviesos kiekį ir pagal tam tikras užregistruotas šviesos savybes darome vienokias ar kitokias išvadas. Bendrąja prasme šviesa su medžiaga sąveikauja atsitiktiniu arba stochastiniu būdu. Taigi, šviesos registracija neišvengiamai susijusi su tam tikromis kvantinėmis fliuktuacijomis, kadangi šviesa yra sugerama tam tikromis porcijomis, kvantais. Jau nuo seno fotonų skaičiaus pasiskirstymo matavimai yra atliekami siekiant pilnavertiškai aprašyti šviesos lauko statistines savybes [35]. Tačiau statistiniai matavimai yra neišvengiamai susiję su pačio detektoriaus savybėmis. Vykstant šviesos sąveikai su medžiaga tam tikrame erdvės ir laiko taške, kurio dydis yra mažesnis nei šviesos koherentiškumo erdvės dydis ir laikas trumpesnis nei šviesos koherentiškumo laikas, bet ilgesnis nei vieno virpesio periodas, tikimybė įvykti fotoįvykiui (sugeriamas fotonas ir medžiaga išspinduliuoja vieną elektroną) yra aprašoma Puasono skirstiniu [36]. Sąveikaujantis su detektoriumi šviesos laukas modifikuoja pačio detektoriaus Puasono atsaką. Būtent pagal registruojamą fotonų

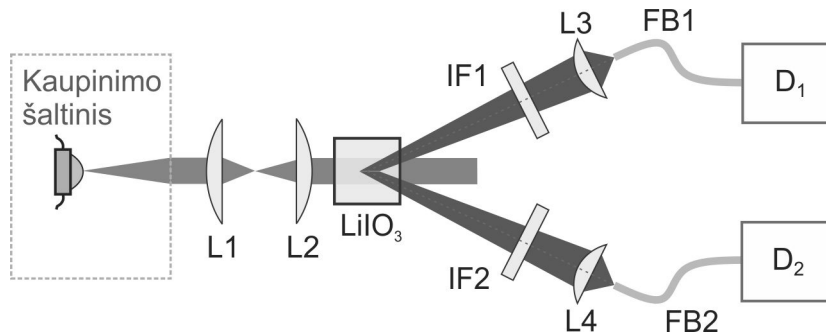
skirstinį galima nusakyti šviesos prigimtį. Pavyzdžiui vienamodė lazerinė spinduliuotė paklūsta fotoįvykių Puasono skirstiniui. Šiluminė spinduliuotė, jeigu matavimo laikinis intervalas yra gerokai trumpesnis už šviesos koherentiškumo trukmę, yra aprašoma Bozė-Einšteino statistika. Detekcijos laikiniam intervalui viršijus koherentiškumo trukmę, registruojamų fotonų statistika aprašoma neigiamu binominiu skirstiniu [36]. Savo ruožtu neigiamas binominis skirstinys, didėjant modų kiekiui, artėja prie Puasono skirstinio.

Mokslinėje literatūroje nagrinėjamų šviesos laukų fotonų skirstiniai įprastai lyginami su Puasono statistika, aprašančia koherentinį šviesos lauką. Puasono skirstinys pasižymi tuo, kad pasiskirstymo dispersija yra lygi vidurkiui ($\sigma^2 = \mu$) [37]. Lyginant fotonų skaičiaus pasiskirstymo dispersiją su vidurkiu yra išskiriami du atvejai: kai dispersija yra didesnė už vidurkį ($\sigma^2 > \mu$), turime super-Puasono pasiskirstymą; kai mažesnė ($\sigma^2 < \mu$) – sub-Puasono pasiskirstymą. Visa klasikinė šiluminė šviesa yra aprašoma super-Puasono pasiskirstymu, tuo tarpu jeigu šviesos laukas pasižymi sub-Puasono skirstiniu, yra laikoma, kad tai yra neklasikinis laukas [39]. Vienas iš neklasikinių laukų, pasižymintis sub-Puasono statistika yra fotonų išsigrupavimas (angl. *photon antibunching*) [38]. Yra nemažai būdų generuoti neklasikinę šviesą: pavienio jono ar atomo fluorescencija, kvantiniai taškai puslaidininkiuose [39], taip pat ir PF. Dėl šios priežasties yra įprasta, kad dvyninio lauko statistika, tiriama įvairiose mokslinėse laboratorijose, yra aprašoma būtent sub-Puasono skirstiniu [40–43]. Įprastai bifotonio lauko statistika tiriama bifotonį lauką registruojant pavienių fotonų skaitliukais. Tačiau optoelektronikos rinkoje atsiradus pavienių fotonų jautrio CCD kameroms su integruotais fotodaugintuvais yra pademonstruota, kad nesunku dvyninių fotonų statistiką ištirti naudojant specializuotas iCCD ir EMCCD kameras [44].

Visi paminėti dvyninio lauko statistiniai matavimai buvo atlikti naudojant lazerinę spinduliuotę, kuri aprašoma Puasono skirstiniu, arba modifikuota lazerine spinduliuote, aprašoma sub-Puasono skirstiniu [45]. Dvyninio lauko žadinimui naudojant klasikinį šviesos lauką kyla atviras klausimas, ar tokio dvyninio lauko statistika kuo nors skiriasi nuo dvyninio lauko, žadinamo lazerine spinduliuote. Šiame skyriuje bus nagrinėjamos dvyninio lauko, žadinamo nekoheretine spinduliuote, statistinės savybės bei detektorių postimpulsų įtaka registruotiems šviesos lauko statistiniams skirstiniams.

4.1 Eksperimento schema

Bifotonų statistiniai matavimai buvo atliekami eksperimentine sistema, kuri pavaizduota 4.1 pav. Dvyninio lauko žadinimui buvo naudojamas kaupinio šaltinis, kurio pagrindinis elementas yra mėlynas šviesos diodas, šviečiantis 404 nm centrinio bangos ilgio, FWHM=14 nm spektrinio pločio spinduliuotę. Naudojant lęšių ir diafragmų sistemą buvo suformuotas 0,8 mm diametro, trijų skirtingų erdvinių spektrų (9, 15 ir 40 mrad) kaupinio pluoštas. Naudojant šį kaupinio pluoštą dvyninis laukas buvo žadinamas 2 cm ilgio LiIO_3 kristale, kaupinio pluošto atžvilgiu orientuotame $43,4^\circ$. Generuojamo dvyninio lauko šviesos kūgyje buvo pasirinkti du detekcijos kanalai, išsidėstę simetriškai priešingose kūgio sienelėse 50 mrad kampu nuo kūgio ašies nekritinėje fazinio sinchronizmo atžvilgiu θ plokštumoje. +11 mm židinio nuotolio asferiniais lęšiais (L3 ir L4) dvyninis laukas buvo surinkamas į daugiamodžius šviesolaidžius, kurių šerdies diametras yra 105 μm , skaitmeninė apertūra NA=0,22. Šviesolaidžiais signalas atvaizduojamas į PerkinElmer Inc. D_1 ir D_2 fotonų skaitliukus (SPCM-AQRH-14-FC). Detekcijos kanaluose naudojami 38,5 nm spektrinio pločio interferenciniai filtrai (IF1 ir IF2), praleidžiantys dvyninio lauko dvyninio lauko komponentes kaupinio centrinio bangos ilgio atžvilgiu išsigimusiam režime.

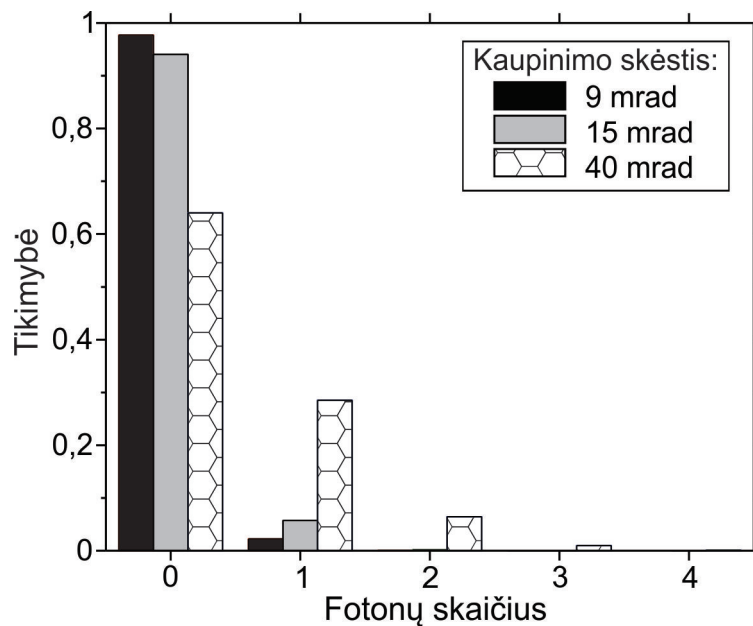


4.1 pav.: Dvyninio lauko statistikos tyrimo eksperimento schema, čia L1 - L4 - lęšiai, IF1 ir IF2 - pirmojo ir antrojo detekcijos kanalo interferenciniai filtrai, FB1 ir FB2 - šviesolaidžiai. D_1 ir D_2 - fotonų skaitliukai.

Fotonų skaitliukų detekcijos laikinis intervalas buvo pasirinktas 20 μs . Matavimai atliekami lygiagrečiai abiejuose detekcijos kanaluose iš karto. Naudotų detektorių neveikos laikas (50 ns) buvo pakankamai trumpas, kad neturėtų didesnės įtakos rezultatams, kadangi viename matavimo intervale tikėtinas vidutinis fotonų skaičius yra mažesnis už vieneta.

4.2 Bifotonų statistinio pasiskirstymo tyrimas naudojant skirtingų erdvinių savybių kaupinimo pluoštą

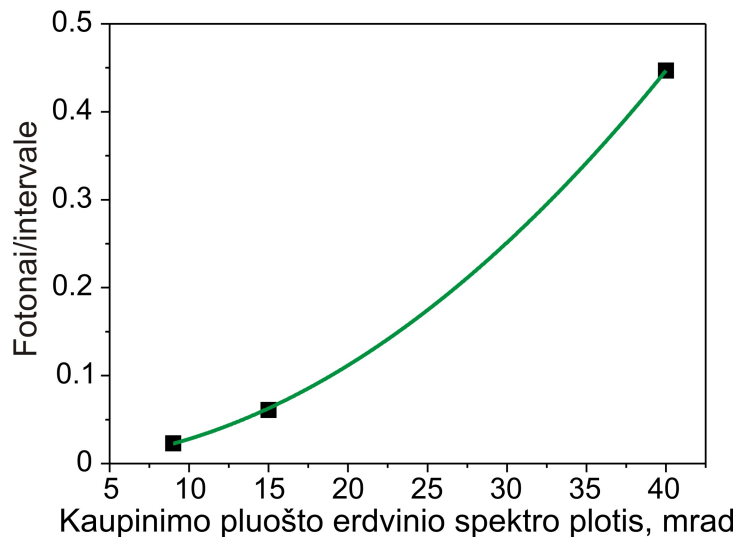
Ekspirimentinėmis sąlygomis detekcijos intervalo trukmė ($20 \mu s$) yra gerokai didesnė už mūsų naudojamo nekoherentinio šaltinio koherentiškumo trukmę (60 fs), kuri buvo įvertinta pagal spektrinį plotį, apribotą interferencinių filtrų. Dėl šios priežasties mūsų eksperimentinėmis sąlygomis negalima atlikti pilnaverčių statistinių matavimų, kadangi, detekcijos trukmei esant mažesnei nei koherentiškumo trukmė, matuojamos šviesos statistika atspindi ne pačio šviesos lauko, bet detektoriaus statistiką. Siekiant kokybiškai išmatuoti dvyninio lauko statistiką, detekcijos trukmė turi būti mažesnė arba palyginama su šaltinio koherentiškumo trukme. Nepaisant šių techninių netobulumų buvo atlikti dvyninio lauko, žadinamo mėlynu šviesos diodu, statistiniai tyrimai.



4.2 pav.: Daugiamodės dvyninio lauko spinduliuotės D_1 detekcijos kanale fotonų skaičiaus skirstinys naudojant skirtingo erdvinio spektrinio pločio (9 (juodi stulpeliai), 15 (pilki) ir 40 (tuščiavidurių šešiakampių) mrad) kaupinimą.

Buvo tikimasi, kad fotonų statistika abiejuose detekcijos kanaluose bus daugiamodė, atspindinti detektoriaus Puasono skirstinį. Kita vertus, tikintis, kad registruojamas laukas yra neklasikinis, fotonų skaičiaus pasiskirstymas galėtų modifikuotis į sub-Puasono skirstinį. Fotonų pasiskirstymo pir-

majame detekcijos kanale histogramos yra pateiktos 4.2 pav. Registruotų verčių statistinė imtis siekė 5 mln. Matome, kad didėjant kaupinimo erdviniam spektriniam pločiui didėja ir vidutinis registruojamų fotonų kiekis (9 mrad atveju – 0,023 fotonų/intervale, 15 mrad - 0,061 fotonų/intervale, 40 mrad - 0,447 fotonų/intervale). 4.3 pav. pateiktų vidutinių fotonų verčių detekcijos intervale (juodi kvadratai) priklausomybė nuo kaupinimo erdvinio spektro pločio yra kvadratinė. Kadangi parametrinių fotonų kiekis tiesiogiai priklauso nuo kaupinimo galios, tai minėta kvadratinė priklausomybė įrodo, kad kaupinimo šviesos laukas yra tolydus ir matavimų ribose atitinka taškinio šaltinio skirstinį, kurio spinduliuotės galia yra proporcinga skėsties kampo kvadratui. Atlikus duomenų analizę su Matlab programinės įrangos Pearson chi-square test paketu buvo nustatyta, kad dvyninio lauko fotonų



4.3 pav.: Vidutinio fotonų skaičiaus detekcijos intervale priklausomybė nuo kaupinimo erdvinio spektro pločio (juodi kvadratai). Žalia kreivė - kvadratinė eksperimentinių taškų aproksimacija.

pasiskirstymas neatitinka Puasono skirstinio. Tačiau, registruojamų fotonų kiekio dispersija buvo mažesnė nei Puasono skirstinio vidurkis ($\sigma^2 < \mu$), todėl toks skirstinys atitiktų sub-Puasono skirstinį. Tiesa, naudojant mažiausios skėsties kaupinimo spinduliuotę dispersija buvo praktiškai tapati Puasono skirstinio vidurkiui. Dispersijos ir vidurkio skirtumai pasireiškė didesniems kaupinimo skėsties kampams, kai išauga vidutinis registruojamų fotonų kiekis.

Žinant, kad nekoherentiniu šaltiniu žadinant dvyninį lauką yra sukuriamas daugiamodė dvyninio lauko spinduliuotė, buvo nuspręsta įvertinti žadinamų modų kiekį. Yra žinoma, kad Puasono skirstinys yra dalinis neigiamo

binominio skirstinio atvejis, kai pastarojo skirstinio parametras, atsakingas už modų kiekį, artėja prie begalybės. Dėl šios priežastis buvo nuspręsta ištirti statistinės fotonų imties atitikimą neigiamam binominiam skirstiniui, kuris yra aprašomas:

$$f(k) = \frac{\Gamma(k+r)}{\Gamma(k+1)\Gamma(r)}(1-p)p^k \quad (4.1)$$

Binominis skirstinys aprašo įvykių, kurių mes tikimės, statistinėje imtyje pasiskirstymą. Tuo tarpu neigiamas binominis skirstinys apibūdina įvykių, kurių nesitikime, pasiskirstymą. Pavyzdžiui, jei imtumėmės atlikti žvejybos statistinę analizę, kur vienas meškerės užmetimas atitiktų statistinės imties atskirą elementą. Tokiu atveju galima tikėtis dviejų įvykių, arba kas nors užkibs, arba ne. Atskiru atveju turbūt galima būtų tikėtis, kad užkibs daugiau nei viena žuvis, bet paprastumo dėlei šios situacijos nenagrinėkime. Žvejybos ypatumų statistiniam aprašymui naudojant binominį skirstinį jis nusakytų tuos meškerės užmetimo atvejus, kada kas nors užkibo. Tuo tarpu neigiamas binominis skirstinys – įvykius, kai ištraukus meškerę iš vandens joks laimikis ant kabliuko nekybo.

Neigiamas binominis skirstinys yra aprašomas dviem parametrais: r – nesėkmių skaičiumi, įvykusių per registruojamą laiko tarpą ir p – sėkmingų įvykių tikimybe kiekvieno registravimo metu. (4.1) formulėje esatis $\Gamma(x)$ apibūdina Gama funkciją. Abudu neigiamo binominio skirstinio parametrai tiesiogiai neapibūdina šviesos lauko savybių, todėl buvo sukurtas pasiskirstymo modų parametras. Visų pirma, vienas iš antrinių šio skirstinio parametru $\delta = \frac{p}{1-p}$ - išsigimimo laipsnis – apibūdina vidutinį įvykių skaičių viename laisvės laipsnyje arba nagrinėjamos šviesos modeje [36, 46]. Naudojantis išsigimimo laipsniu galima suskaičiuoti šviesos lauko pasiskirstymo modų parametru laikant, kad kiekviename registracijos intervale tikimės gauti ne vidutinį fotonų skaičių (su tikimybe lygia p), bet vieną įvykį (tikimybė 1):

$$N_{modos} = \frac{\delta}{p} = \frac{1}{1-p} \quad (4.2)$$

Naudojant du neigiamo binominio skirstinio parametrus (N_{modos} ir r) galima charakterizuoti šiluminę daugiamodę spinduliuotę ir statistinio skirstinio parametru vertes palyginti su šviesos lauko erdvinio skirstinio pločiu,

kuris yra susijęs su sąveikoje dalyvaujančių erdvinių modų kiekiu.

Naudojant abiejuose detekcijos kanaluose išmatuotų fotonų skaičių imtis buvo nustatyti du neigiamo binominio skirstinio parametrai (r ir p) ir jais remiantis apskaičiuotas pasiskirstymo modų parametras N_{modos} . Abiejų detekcijos kanalų dvyninių laukų, žadinamų skirtingo erdvinio spektrinio pločio kaupinimu, statistinių parametrų vertės yra pateiktos 4.1 lentelėje. Šviesos lauko pasiskirstymo modų parametras didėja plėtėjant kaupinimo erdviniam spektrui. Ši statistinė savybė atrodo natūrali, kadangi plėtėjant kaupinimo erdviniam spektrui daugėja netiesinėje sąveikoje dalyvaujančių kaupinimo erdvinių modų, kurios savo ruožtu sukuria daugiau dvyninio lauko erdvinių modų.

4.1 lentelė: Bifotonio lauko statistikos parametrai: r - neįvykusių įvykių skaičius, kol eksperimentas nebuvo nutrauktas, p - teigiamo įvykio tikimybė kiekvieno eksperimento atveju, N_{modos} - fotonų skaičiaus pasiskirstymo modų parametras.

Detekcijos kanalo numeris	Kaupinimo erdvinis spektrinis plotis	r	p	N_{modos}
D_1	9 mrad	4,54	0,9949	196
	15 mrad	11,2	0,9945	181
	40 mrad	111	0,996	250
D_2	9 mrad	0,77	0,968	31,6
	15 mrad	2,41	0,972	35,8
	40 mrad	18,5	0,973	37

Visais atvejais pasiskirstymo modų parametro vertė svyruoja nuo 32 iki 250. Tai įrodo, kad nagrinėjamo dvyninio lauko statistinės savybės smarkiai skiriasi nuo Puasono skirstinio. Šiuos rezultatus galima paaiškinti kiek kitu aspektu. Jeigu turime kelis šaltinius, kurių skleidžiama šviesa aprašoma Puasono skirstiniu, suminis visų šaltinių lauko skirstinys taip pat bus Puasoninis. Kaip buvo minėta anksčiau, lazerine spinduliuote kaupinama PF pasižymi Puasono skirstiniu. Lazerinė spinduliuotė savy talpina vos kelias erdvines modas, kurių kiekviena žadina Puasono skirstinio dvyninį lauką. Puasono skirstinys yra nulemtas vakuomo modų, kuriančių PF, sąveikos su kaupinimo lauku. Suma kelių dvyninio lauko modų, atitinkančių atskiras kaupinimo erdvines modas, taip pat turėtų pasižymėti Puasono pasiskirstymu. Tuo tarpu eksperimente naudotas šviesos diodas yra erdviškai daugiamodis šaltinis. Tuo labiau nereikėtų pamiršti, kad šviesos diodo šviesoje taip pat yra daugybė laikinių modų, dėl plataus šviesos diodo dažnių

spektro. Nepalyginamai didesnis netiesinėje sąveikoje dalyvaujančių kaupimo modų kiekis iškreipia dvyninio lauko statistiką, lyginant su dvyniniu lauku, žadinamu lazerine spinduliuote, todėl natūralus tikėtinas rezultatas yra daugiamodė statistika, atitinkanti Puasono skirstinį. Tačiau tikėtina daugiamodžio lauko statistika negali paaiškinti eksperimento rezultatų, todėl reikėtų ieškoti kitų paaiškinimų.

4.3 Detektorių postimpulsų įtaka modų parametrai

Smarkiai besiskiriantis pasiskirstymo modų parametras naudojant skirtingus detektorius verčia susimąstyti, kokią įtaką registruojamos šviesos statistikai turi eksperimento įranga. Eksperimente naudojami abudu detekcijos kanalai buvo identiški – vienodų erdvinių ir spektrinių savybių. Pagrindinę įtaką statistiniams rezultatams galėjo turėti fotonų skaitliukai, kurie bendru atveju galėtų tarpusavyje skirtis spektriniu jautriu, kvantiniu efektyvumu, tamsiniu impulsų kiekiu, neveikos laiku ir postimpulsų generavimo tikimybe. Labiausiai tikėtina, kad didžiausią įtaką statistiniam skirstiniui turėjo skirtinga fotonų skaitliukų postimpulsų generavimo tikimybė, kurios nedidelis pokytis gali smarkiai iškreipti nagrinėjamo šviesos lauko statistiką. Silicio griūtiniai fotodiodai, plačiai naudojami fotonų skaičiavimo eksperimentuose, gali turėti tam tikrus defektų centrus, kurie gali kaupti krūvininkus. Vykstant fotonų registracijai, fotonas silicio plokštelėje išmuša fotoelektroną, kuris stipriame elektriniame lauke yra greitinamas. Įgreitintas fotoelektronas silicyje sužadina griūtinę elektronų emisiją, dėl kurios smarkiai išauga registruojamas elektrinis signalas (elektronų impulsas). Elektronams skriejant fotodiode silicio defektų centrai gali dalį krūvininkų pagauti. Fotodiodui sustiprinus pagrindinį elektronų impulsą fotodiode esantis stiprus elektrinis laukas praėjus tam tikram laiko tarpui ($0,1 - 1 \mu s$) gali išlaisvinti defekto centruose esančius krūvininkus, kurie savo ruožtu sukeltų antrinį griūtinį elektronų impulso stiprinimą. Antrinis elektronų impulsas ir yra vadinamas postimpulsu. Postimpulsų įtaka fotonų detekcijai yra opus klausimas, mokslinėje literatūroje yra nemažai straipsnių, kuriuose nagrinėjama postimpulsų generacijos griūtinuose fotodioduose ypatumai [47, 48].

Panagrinėkime, kaip postimpulsai modifikuoja fotonų pasiskirstymo funkciją. Tarkime, kad registruojame Puasono skirstinio šviesos lauką, vidutiniškai r įvykių detekcijos intervale. Jeigu nebūtų postimpulsų, tikimybės užregistruoti 0, 1, 2, 3 ... fotonus detekcijos intervale būtų:

$$e^{-r\Delta t}, r\Delta t e^{-r\Delta t}, \frac{1}{2}(r\Delta t)^2 e^{-r\Delta t}, \frac{1}{6}(r\Delta t)^3 e^{-r\Delta t} \dots \quad (4.3)$$

Postimpulsai neturi jokios įtakos tikimybei užregistruoti 0 įvykių, kadangi postimpulsai savaime neatsiranda, jie sužadunami tik registruojant vieną ar daugiau įvykių. Tokiu atveju tikimybė neužregistruoti nė vieno įvykio:

$$p(0) = e^{-r\Delta t}. \quad (4.4)$$

Pasižymėkime vieno postimpulso tikimybę p_1 , 2 postimpulsų - p_2 ir t.t. Tokiu atveju tikimybė įvykti bet kokiam postimpulsų skaičiui yra lygi: $p_{post} = p_1 + p_2 + p_3 + \dots$. Vieno įvykio detekcijos intervale registravimo tikimybė bus lygi:

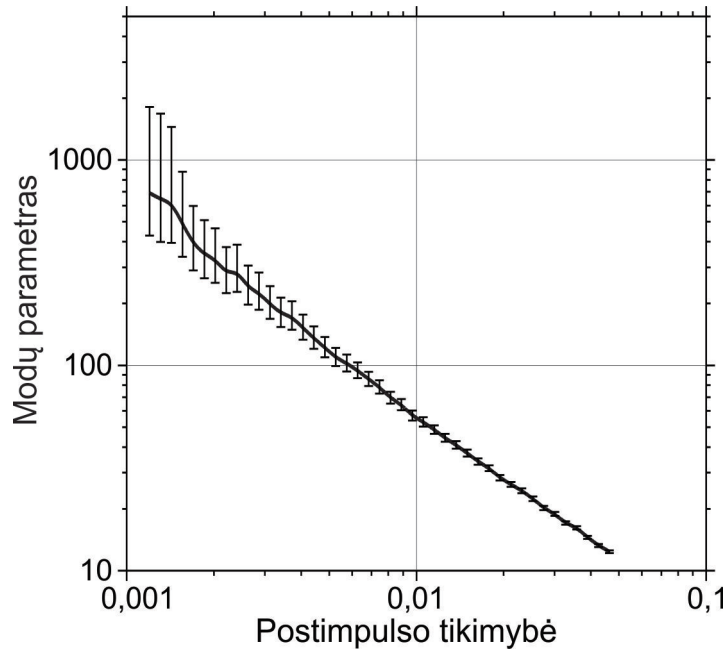
$$p(1) = e^{-r\Delta t} r\Delta t (1 - p_{post}) = p(0) r\Delta t (1 - p_{post}), \quad (4.5)$$

kadangi vienas įvykis teoriškai gali sužadinti bet kokią kiekį postimpulsų, todėl bet koks postimpulsų kiekis mažina tikimybę užregistruoti vieną įvykį. Nagrinėjant tikimybę užregistruoti du įvykius, turime įvertinti du faktorius: ši tikimybė mažėja įvykstant postimpulsams ir tikimybė didėja tuo atveju, kai vienas fotoįvykis sužadina vieną postimpulsą:

$$p(2) = \frac{1}{2} p(0) (r\Delta t)^2 (1 - p_{post})^2 + p(0) r\Delta t p_1. \quad (4.6)$$

Analogiškai galima suskaičiuoti postimpulsų įtaką ir didesnio kiekio fotoįvykių registracijos tikimybėms. Žinant šias išraiškas ir turint eksperimentiškai išmatuotas fotonų pasiskirstymo vertes, nesunku išsireikšti vidutinį detekcijos intervale įvykių skaičių ir postimpulsų tikimybę:

$$\begin{aligned} r &= -\frac{1}{\Delta t} \ln p(0), \\ p_{post} &= 1 - \frac{p(1)}{p(0) r\Delta t} \end{aligned} \quad (4.7)$$



4.4 pav.: Fotonų skaičiaus skirstinio modų parametro N_{modos} priklausomybės nuo postimpulso tikimybės teorinio modeliavimo rezultatai. Intervalai žymi teorinio modeliavimo patikimumo ribas.

Ši postimpulsų tikimybės nustatymo metodika buvo pritaikyta fotonų srautui, aprašomam neigiamu binominiu skirstiniu. Siekiant surasti postimpulsų tikimybės ir neigiamo binominio pasiskirstymo modų parametro sąryšį buvo atliktas teorinis modeliavimas. Visų pirma, buvo skaitmeniškai sumodeliuota Puasono skirstinio fotoįvykių seka, savo imties dydžiu (5 mln. verčių) ir vidutiniu fotoįvykių kiekiu detekcijos intervale prilygstanti eksperimentiniam fotonų skirstiniui. Skaitmeninis fotoįvykių srautas buvo modifikuotas atsitiktinai prie fotoįvykių pridėdant antrinius įvykius pagal tam tikrą postimpulsų atsiradimo tikimybę. Šiai modifikuotai fotoįvykių sekai buvo pritaikytas neigiamas binominis skirstinys ir nustatytas pasiskirstymo modų parametras. Modų parametro priklausomybė nuo postimpulsų generacijos tikimybės yra pavaizduota 4.4 pav.

Šie rezultatai puikiai gali paaiškinti esminius eksperimentinių rezultatų statistinius skirtumus abiejuose detekcijos kanaluose. Iš šios priklausomybės nustatyta, kad modų parametras pirmajame detekcijos kanale D_1 atitinka 0,31% postimpulsų tikimybę, antrajame D_2 - 1,9% postimpulsų tikimybę. Šios vertės atitinka detektorių gamintojų nustatytas postimpulsų tikimybių ribas.

4.4 Apibendrinimas

Apibendrinant dvyninio lauko, žadinamo mėlynu šviesos diodu, eksperimentinius fotonų statistikos rezultatus, reikia pripažinti, kad laikinė skyra eksperimentinėmis sąlygomis nebuvo pakankama siekiant kokybiškai užregistruoti bifotonų statistines savybes. Fotoįvykių srautui pritaikius neigiamo binominio skirstinio dėsnį buvo apibrėžtas pasiskirstymo modų parametras, kuris leidžia kokybiškai įvertinti griūtinių fotodiodų postimpulsų generavimo tikimybę. Atlikus skaitmeninį modeliavimą buvo nustatyta, kad modų parametras mažėja didėjant postimpulsų tikimybei. Nustatytas dėsningumas nėra universalus, priklausantis nuo vidutinio fotoįvykių skaičiaus detekcijos intervale. Kita vertus, šiuolaikiniams kompiuteriams pasižymint dideliu skaičiavimo pajėgumu, nėra techninių kliūčių postimpulsų tikimybę įsivertinti kiekvienu individualiu eksperimentiniu atveju.

Atliekant fotonų statistikos tyrimus griūtiniais fotodiodais postimpulsų generavimo išvengti neįmanoma. Tačiau modifikavus eksperimentinę sistemą galima smarkiai sumažinti jų įtaką statistiniams rezultatams. Viena iš siūlytinių modifikacijų – naudoti impulsinį šviestukų žadinimą. Šiuolaikiniai šviesos diodai gali būti žadinami pakankamai trumpais elektriniais impulsais. Taip būtų smarkiai sumažinta neigiama antrinių impulsų įtaka. Žadinamasis impulsas neturėtų būti ilgesnis nei detektoriaus neveikos laikas (angl. *dead time*), tuo tarpu laiko trukmės tarp impulsų turėtų būti ilgesnės nei postimpulsų laikinė delsa. Eksperimento metu naudoto griūtinio fotodiodo neveikos trukmė buvo lygi 50 ns, postimpulsų laikinė delsa – 500 ns – praėjus šiam laiko tarpui postimpulsų generavimo tikimybė sumažėja dvejomis eilėmis. Mėlynas šviesos diodas galėtų būti žadinamas 50 ns trukmės elektriniais impulsais, tarp kurių laikinis tarpas siektų 500 ns. Tokiu atveju postimpulsų įtaka matavimo rezultatams būtų minimali. Galiausiai, galima gana patikimai teigti, kad PF daugiamodės spinduliuotės statistinis skirstinys yra Puasono ir nulemtas daugiamodžio kaupinimo ir vakuumo saveikos.

5

Parametrinės fluorescencijos, žadinamos mėlynu šviesos diodu LiIO₃ kristale, fotonų sutapimų tyrimas

Medžiaga susijusi su šiuo skyriumi publikuota [A2, A4]

PF jau daugybę dešimtmečių taikoma kvantinėje optikoje kaip susietųjų fotonų šaltinis, netiesinę terpę kaupinant koherentine lazerine spinduliuote. Netiesinės sąveikos metu tiek laikinės, tiek ir erdvinės lazerinės spinduliuotės koherentiškumo savybės tiesiogiai perduodamos generuojamai bifotonei spinduliuotei. Eksperimentiniai ir teoriniai PF, žadinamos nekoherentine spinduliuote, tyrimai parodė, kad tam tikromis sąlygomis galima pasiekti aukštą erdvinį bifotonų koherentiškumą. Kita vertus, erdviškai ir spektriškai išfiltruota nekoherentinė spinduliuotė savo spektriniu skaisčiu negali prilygti lazerinei spinduliuotei, todėl nekoherentinės prigimties fotonų poras yra nepalyginamai sunkiau užregistruoti siauroje detekcijos erdvėje. Dar daugiau, tikimybė nekoherentinės prigimties fotonų poroms patekti į spektrinį detekcijos langą, kuris kvantinės optikos eksperimentuose įprastai

būna labai siauras lyginant su šviesos diodų ar kitų nekoherentinių šaltinių spektriniu pločiu, yra labai maža – didžioji dalis fotonų porų liktų neužregistruota. Taip pat nėra atlikta jokių eksperimentinių ir teorinių tyrimų, nagrinėjančių, kokią įtaką chaotinės prigimties nekoherentinė spinduliuotė daro bifotonų koherentinėms savybėms ir ar įmanoma tokio tipo spinduliuotę taikyti kvantinės optikos eksperimentuose.

Šiame skyriuje pateikiama literatūrinė bifotonų taikymo kvantinės optikos eksperimentuose apžvalga, supažindinama su fotonų sutapimų registravimo metodika bei pristatomi eksperimentiniai fotonų sutapimų rezultatai, žadinant LiIO_3 kristalą mėlynu šviesos diodu.

5.1 Susietųjų fotonų taikymai kvantinėje optikoje

Vienas pagrindinių bifotonų nagrinėjimo kvantinėje optikoje aspektų yra susietosios kvantinės būsenos sistema. Bendrąja prasme susietąja kvantine būsena yra vadinama tam tikrų dalelių pora ar grupė, kuri sąveikauja tarpusavyje taip, kad kiekvienos individualios dalelės kvantinė būsena negali būti aprašoma atskirai – tokia dalelių sistema aprašoma viena kvantine būsena. Savybės, pagal kurias dalelės tarpusavyje gali būti susietos, yra pačios įvairiausios: pozicija ir laikas [49, 50], energija ir laikas [51–53], judesio kiekis [54, 55], sukinytis [56], poliarizacija [13] ir t.t. Susietųjų būsenų kūrimui yra naudojami elektronai [57–59], molekulės [60, 61] ir netgi makroskopiniai deimantai [62], tačiau dažniausiai mokslinėje literatūroje yra nagrinėjamos fotonų susietosios būsenos. Įprastai susietosios kvantinės būsenos yra kuriamos naudojant lazerinę spinduliuotę, tačiau vienas iš įdomesnių šiuolaikinių optoelektronikos laimėjimų yra specialiai susietųjų būsenų generavimui sukurtas kvantinių taškų šviesos diodas [63, 64], savo kokybiniais susietųjų fotonų parametrais ir mažu dydžiu galintis drąsiai varžytis su lazeriniais šaltiniais.

5.1.1 EPR paradoksas ir Bell'o nelygybės

Istoriškai susietosios kvantinės būsenos buvo suformuluotos 1935 metais nagrinėjant garsųjį EPR paradoksą, pavadintą trijų garsių mokslininkų (A. Einstein, B. Podolsky ir N. Rosen,) garbei [65]. Šiame straipsnyje autoriai

pateikė tris esminius kvantinės mechanikos principus: **tikrovė**, **pilnumas** ir **padėtis**. Jeigu netrikdydami sistemos mes galime nuspėti su tam tikra tikimybe fizikinio dydžio vertę, tai reiškia, kad egzistuoja tam tikras fizikinės tikrovės elementas atitinkantis šį dydį. Pilnumo principas sako, kad kiekvienas fizikinės tikrovės elementas turi turėti savo atitikmenį fizikinėje teorijoje. Padėties principas sako, kad tam tikras įvykis sistemoje A negali pakeisti fizikinės tikrovės kitoje, erdviškai atskirtoje, sistemoje B. Autoriai pasiūlė mintinį eksperimentą, kuriame egzistuoja tokios tarpusavyje susijusios erdvėje atskirtos būsenos, kad vienos būsenos informacija automatiškai atskleidžia informaciją apie kitą būseną. Iš šio eksperimento seka EPR paradoksas, kad kvantinės mechanikos tikrovės aprašymas, paremtas būsenų banginėmis funkcijomis, nėra išbaigtas. Jeigu banginė funkcija nėra pilnai aprašyta, tai turėtų egzistuoti tam tikri paslėptieji kintamieji, garantuojantys kvantinės teorijos pilnumą. Pačią "susietųjų būsenų" sąvoką įvedė E. Schrödinger, pateikdamas savo požiūrį į EPR mintinį eksperimentą [66]. Praėjus 30 metų po mintinio eksperimento J. Bell pristatė garsiąsias eksperimentiškai tikrinamas nelygybes [67], kurios reiškia, kad kvantinė būseną privalo pažeisti arba padėties principą, arba lokalių paslėptųjų kintamųjų modelį.

Bell'o nelygybės daugybę kartų buvo eksperimentiškai patikrintos, visi eksperimentiniai rezultatai rodo palankumą kvantinės mechanikos, o ne lokaliųjų kintamųjų teorijai. Pirmuosiuose Bell'o nelygybių eksperimentuose [68, 69] buvo pirmą kartą eksperimentiškai sukurtos poliarizacija susietųjų fotonų būsenos, naudojant atominės spinduliuotės kaskadas. Vėliau bifotonų generacijai buvo pradėtas naudoti PF reiškiny, kuris, lyginant su atominės spinduliuotės kaskadomis, pasižymi paprastesniu techniniu realizavimu ir didesne susietųjų fotonų išeiga. Istoriskai pirmoji PF reiškinio kaip susietųjų fotonų šaltinio realizacija yra I tipo parametrinė sąveika [70, 71]. Tačiau taikant I tipo sąveiką skirtingos poliarizacijos fotonų susiejimas sukuriamas naudojant papildomus optiškai aktyvius elementus. Susietųjų fotonų sukūrimas viename optiniame elemente (netiesinėje terpėje) yra įmanomas naudojant II tipo PF, kurios du šviesos kūgiai erdvėje tarpusavyje persikloja ir persiklojimo ašyse sklinda skirtingos poliarizacijos susietieji fotonai [13]. Dar vienas įdomus susietųjų fotonų šaltinis yra Kwiat'o šaltinis [72], pavadintas mokslininko Paul G. Kwiat, kartu su bendradarbiais pasiūliusio šį šaltinį, garbei. Tai šaltinis, sudarytas iš dviejų suglaustų plonų I tipo

netiesinių kristalų (dažniausiai BBO), kurių fazinio sinchronizmo plokštumos lygiagrečios, o tarpusavyje jie yra pasukti 90° kampu. Į šią sistemą leidžiamas įstrižos poliarizacijos kaupinimo pluoštas, kurio pusė energijos, atitinkančios e poliarizaciją pirmajame kristale, žadina PF pirmajame kristale, o kita pusė, statmenos poliarizacijos, – atitinka e poliarizaciją antrajame kristale. Kwiat'o šaltinio išėjime sukuriama du statmenų poliarizacijų tarpusavyje persiklojantys šviesos kūgiai – visomis kūgio sienelių kryptimis sukuriama susietųjų fotonų būsenos.

Poliarizacija susietuosius fotonus galima aprašyti kaip Bell'o būsenas (arba EPR-Bohm-Bell būsenas) [73]. Ortogonalią normuotą poliarizacijos bazę pilnai aprašo 4 Bell'o būsenos:

$$\begin{aligned} |\Phi_{12}^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0_1 0_2\rangle \pm |1_1 1_2\rangle), \\ |\Psi_{12}^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0_1 1_2\rangle \pm |1_1 0_2\rangle); \end{aligned} \tag{5.1}$$

čia $|0\rangle$ ir $|1\rangle$ atitinka dvi ortogonalias poliarizacijų bazes (pvz., horizontalią $|H\rangle$ ir vertikalią $|V\rangle$ poliarizacijas).

Analogiškai, pasitelkiant dvi ir daugiau PF kaskadų, galima sukurti susietąją kvantinę būseną, sudarytą iš trijų, keturių ir daugiau fotonų [74, 75]. Susietųjų fotonų kūrimui naudojami ir kiti, trečios eilės netiesiniai procesai: keturbangis parametrinis maišymas [76] bei trečios eilės parametrinės sklaida [77, 78].

5.1.2 Kvantiniai skaičiavimai ir teleportacija

Viena iš svarbiausių susietųjų fotonų taikymo kvantinėje optikoje sričių yra kvantiniai skaičiavimai. Šiuolaikinių kompiuterių skaičiavimo pajėgumas auga tiesiškai nuo tranzistorių kiekio. Pagrindinis klasikinių kompiuterių skaičiavimo elementas yra bitas, galintis įgyti vieną vertę iš dviejų – 0 arba 1. Tuo tarpu kvantiniuose skaičiavimuose kaip skaičiavimo elementas naudojamas kubitas, kuris gali įgyti vieną vertę iš dviejų arba būti šių verčių superpozicijoje. Jeigu turėsime 2 bitus, vienu laiko momentu jie galės įgyti vieną vertę iš 4, tuo tarpu 2 kubitai tuo pačiu laiko momentu bus visų 4 verčių superpozicijoje. Kvantinių skaičiavimų realizacija neįtikėtinau padidintų kompiuterių spartą ir leistų lengvai išspręsti uždavinius,

sunkiai įkandamus šiuolaikiniams kompiuteriams, tokius kaip slaptažodžio iššifravimas, trumpiausio kelio paieška ir pan.

Kubitų prigimtis leidžia įgyvendinti aibę naujų loginių operacijų. Žinoma, kvantiniuose skaičiavimuose galioja ir klasikinės loginės operacijos (NOT, AND, OR, XOR, CNOT), tačiau unikalumo jiems suteikia naujo tipo loginės operacijos: Pauli matricų sukimas, \sqrt{NOT} operacija, Hadamart operacija, pakeičianti konkrečią vertę į dviejų verčių superpoziciją ir atvirkščiai, fazės pokyčio operacijos [79]. Kita svarbi loginių operacijų grupė yra universaliosios operacijos. Operacijos vadinamos universaliomis, jeigu bet kokią skaičiavimo uždavinį galima išspręsti naudojant vien tik šias operacijas. Kvantiniuose skaičiavimuose naudojamos tokios universalios operacijos kaip CNOT (kontroliuojama NOT operacija), NAND, DEUTSCH, BARENCO ir pan. operacijos. Viena iš daugiausiai mokslinėje literatūroje nagrinėjamų universalijų kvantinės logikos operacijų yra klasikinė CNOT operacija. Atliekant šią operaciją pirmasis kubitas kontroliuoja, ar reikia atlikti NOT operaciją antrajam kubitui, ar ne. Pirmojo kubito reikšmei esat $|1\rangle$ atliekama antrojo kubito inversija, tuo tarpu, jei pirmasis kubitas lygus $|0\rangle$, inversija neatliekama [79–82].

Kita svarbi kvantinės informacijos apdorojimo atšaka yra kvantinė teleportacija. Iš anksto reikėtų pabrėžti, kad šiuo atžvilgiu teleportacija nėra žmonių, objektų ar materijos akimirksninis perkėlimas iš vieno teleportacijos kanalo į kitą, kaip vaizduojama įvairiuose mokslinės fantastikos veikaluose ar filmuose. Šiuo atveju kvantinė teleportacija – tai informacijos apie kvantinę būseną perdavimas iš taško A į tašką B greičiau nei šviesos greitis [83]. Pagrindinis kvantinės teleportacijos realizavimo principas nekinta nuo pat pirmųjų teleportacijos eksperimentų [84, 85]. Susietųjų fotonų šaltinis išsiunčia supintųjų fotonų porą Alisai (A) ir Bobui (B). Alisa, norėdama perduoti Bobui informaciją apie savo turimą fotoną X, atlieka savo turimo fotono X ir susietojo fotono, atkeliavusio iš susietųjų fotonų šaltinio, superpozicijos Bell'o būsenų įvertinimą. Techniškai Bobas, turėdamas antrąjį susietąjį fotoną ir teisingai pasirinkęs poliarizacijų registravimo bazę, gali atkurti informaciją apie turimą Alisos fotoną X. Taigi, Alisa susisiečia su Bobu klasikiniu komunikacijos kanalu (telefonu, elektroniniu ar popieriniu laišku) ir perduoda, kokioje poliarizacinėje bazėje jis privalo atlikti registraciją. Bobas, gavęs šią informaciją gali iššifruoti X fotono kvantinę būseną.

Per pastaruosius pora dešimtmečių nuo pirmųjų kvantinės teleportacijos eksperimentų buvo atlikta nemažai įvairiausių bandymų: informacijos perdavimas tarp dviejų atomų [86], dviejų kubitų teleportacija [87]. Kita vertus, šiuolaikiniame informacijos amžiuje ypatingai didelę svarbą turi informacijos perdavimas dideliais atstumais. Pagrindinė problema, su kuria susiduriama perduodant informaciją dideliais atstumais, yra nuostoliai dėl šviesos sklaidos ir sugerties šviesos pluoštui sklindant atviroje erdvėje. Tačiau buvo pademonstruota, kad nuostoliai atmosferoje yra pakankamai maži, kad trukdytų kvantinių komunikacijos kanalų tarp žemės ir palydovų sklandžiai veiklai [88]. Taip pat didžiausio kvantinės teleportacijos šalininko Anton Zeilinger mokslininkų grupė yra pademonstravusi, kad kvantinė teleportacija yra galima atviroje erdvėje tiek pačio miesto ribose [89], tiek ir tarp Kanarų salų [90].

5.1.3 Kvantinė kriptografija ir kiti taikymai

Informacijos saugumas yra, buvo ir bus aktualus visais laikais, tiek politikoje, tiek komercijoje, tiek ir asmeniniame gyvenime. Iš istorijos puikiai žinome, kad karinių operacijų sėkmė labai priklausė nuo kokybiško žvalgybos ir šnipų darbo. Klasikinėms informacijos kodavimo priemonėms nesant idealiai patikimoms, didžiulį susidomėjimą kelia kvantinis informacijos kodavimas ir perdavimas – kvantinė kriptografija. Kvantinės kriptografijos veikimo principas panašus į kvantinės teleportacijos: turime susietųjų fotonų šaltinį, kuris siunčia fotonų poras tiek siuntėjui A, tiek ir gavėjui B, jie tarpusavyje klasikiniu kanalu susitaria, kaip atliki matavimus – pasikeičia kvantinio rakto pasiskirstymu (angl. *Quantum Key Distribution*) ir gali vienas kitam saugiais kvantiniais kanalais perduoti informaciją [91, 92]. Saugumas paremtas tuo, kad kvantiniais kanalais perduodamos susietosios kvantinės būsenos, apie kurias informaciją galima išgauti tik jas sunaikinus, sutrikdant komunikacinį kanalą. Viena svarbiausių kvantinės kriptografijos tyrinėjimo užduočių yra sukurti patikimą kvantinį rakto pasiskirstymą. Siekiant išspręsti šią užduotį buvo sukurta keletas skirtingų informacijos kodavimo protokolų: BB84, kurį 1984 metais pristatė C. H. Bennett, G. Brassard, paremtas atsitiktinių fotonų generavimu ir klasikiniu poliarizacijos matavimu [93], Ekert91, kuriame 1991 A. K. Ekert pasiūlė naudoti susietąsias kvantines būsenas [94], B92, kuriame 1992 metais C. H. Bennett

pristatė patobulintą BB84 protokolą, naudodamas dvi neortogonalias kvantines būsenas [95]. Tais pačiais metais pasirodė ir pirmieji eksperimentiniai kvantinės kriptografijos darbai [96].

Po šių A. K. Ekert ir C. H. Bennett darbų kilo platus mokslinės bendruomenės susidomėjimas kvantine kriptografija. Ėmė rasti tiek eksperimentinių, tiek ir teorinių darbų. Eksperimentiškai imtasi koduotą informaciją susietaisiais fotonais perduoti vis didesniais atstumais [7, 97–100], tiriamos apsaugojimo nuo informacijos vagystės problemos [101]. Imtasi spręsti papildomas saugumo problemas, kurios kyla dėl to, kad naudojamas ne griežtai vienfotonis šaltinis, tačiau susilpninta lazerinė spinduliuotė, kuri savo prigimtimi yra Puasoninis šviesos šaltinis ir tam tikrais laiko momentais toks šaltinis gali išspinduliuoti daugiau nei vieną fotoną [102]. Taip pat tobulinami ir kuriami nauji kodavimo protokolai [103–105]. Dar daugiau, kvantinio rakto pasiskirstymo įrenginius jau galima įsigyti ir komerciškai. Keletas kompanijų (idQuantique (www.idquantique.com, Ženeva, Šveicarija); MagiQ Technologies, Inc. (www.magiqtech.com, New York); Smartquantum (www.smartquantum.com, Lannion, Prancūzija)) siūlo produkcijos, susijusios su kvantine kriptografija.

Susietųjų fotonų būsenos taip pat naudojamos daugybėje kitų sričių, kuriose klasikinė šviesos sąveika pakeičiama susietųjų fotonų sąveika. Viena iš taikymo sričių yra kvantinė metrologija, kurios tikslas yra tiksliai įvertinti kvantinę būseną. Dviejuose susietųjų fotonų kanaluose patalpinama tiriamoji kvantinė būseną ir žinoma kvantinė būseną, detektorių sistema fiksuojamos susietųjų fotonų ir tam tikrų būsenų sąveikos ir, lyginant sąveikų skirtumus, nustatoma tiriamoji kvantinė būseną [106–108]. Tam tikra kvantinės metrologijos atšaka yra kvantinė elipsometrija, kurios metu galima nustatyti optines medžiagos savybes (pvz., storį) pasitelkiant skirtingos poliarizacijos šviesą [9]. Kita sritis, kurioje klasikinė šviesa yra tiesiogiai pakeičiama susietųjų fotonų pluoštu yra kvantinė litografija. Šioje srityje naudojamos taip vadinamos NOON kvantinės būsenos, kurios yra dviejų ir tik dviejų būsenų ($|N_1 0_2\rangle$ ir $|0_1 N_2\rangle$) superpozicija, čia N – sveikas fotonų skaičius. Jeigu kalbėtumėme apie poliarizaciją susietus fotonus, tai NOON būsenoje galėtų būti arba N vertikaliosios poliarizacijos fotonų, arba N horizontaliosios poliarizacijos fotonų. Trumpiau tariant, pasitelkiant susietųjų fotonų būsenas, galima sukurti smulkesnes medžiagos struktūras nei naudojant klasikinę šviesos sąveiką [8, 109, 110].

5.2 Fotonų sutapimų registravimo metodika ir tyrimo motyvacija

Vienas iš pagrindinių dvyninio šaltinio charakterizavimo metodų yra fotonų sutapimų skaičiavimas. Tam tikromis kryptimis, kuriomis skrieja dvyninių fotonų srautas, kuo įmanoma siauresniame laikiniame lange dviem detektoriais atliekame fotonų detekciją ir lygindami abiejuose detekcijos kanaluose užregistruotų fotonų kiekį nustatome fotonų sutapimus – fotonų skaičių, kuris buvo užregistruotas abiem detektoriais iš karto tame pačiame trumpame laikiniame lange [14]. Optimalios kryptys, kuriomis galima vykdyti fotonų sutapimų matavimus schematiškai pavaizduotos 5.1 pav. I tipo PF atveju (5.1 pav. a) pasirenkamos kryptys, priešingose šviesos kūgio sienelėse φ plokštumoje, kadangi šiuo atveju dvyniniai fotonai yra išsibarstę simetriškai priešingose pusėse nuo kaupinimo fotonų srauto. Šiuo atveju φ plokštumoje bifotonio lauko erdvinės savybės nėra jautrios kaupinimo erdvinio spektro pločiui - generuojamas bifotonis laukas yra simetrinis. II tipo PF atveju, kai turime du šviesos kūgius, fotonų sutapimus galima matuoti antisimetriniuose abiejų kūgio taškuose, panašiai kaip ir I tipo atveju, tačiau fotonų sutapimus geriausia registruoti būtent tomis kryptimis, kuriose kertasi abu šviesos kūgiai (5.1 pav. b), kadangi būtent šiomis kryptimis yra sukuriamos susietųjų fotonų būsenos.

Sutapimų matavimams laikinis langas pasirenkamas pakankamai trumpas, kad būtų išvengta atsitiktinių sutapimų, bet ilgesnis už dviejų fotonų tarpusavio koherentiškumo trukmę. Įprastinės bifotonų koherentiškumo trukmės siekia keliasdešimt femtosekundžių [111], todėl sutapimų lango trukmę riboja pačių detektorių ir sutapimų skaičiuotuvų dinaminės savybės. Įprastai moksliniuose tyrimuose sutapimų lango trukmė siekia kelias keliolika nanosekundžių [112, 113]. Visiškai išvengti atsitiktinių sutapimų neįmanoma todėl atliekant sutapimų matavimų duomenų analizę yra įsivertinamas ir atimamas atsitiktinių sutapimų kiekis. Registruojant fotonų sutapimus dviejuose detekcijos kanaluose atsitiktinių sutapimų kiekis yra lygus [114]:

$$A_{1,2} = N_1 N_2 (\tau_1 + \tau_2); \quad (5.2)$$

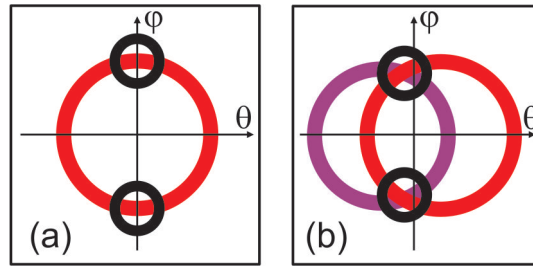
čia N_1 ir N_2 – registruojamų fotonų kiekis pirmajame ir antrajame detekcijos kanaluose, τ_1 ir τ_2 – detekcijos trukmės pirmajame ir antrajame detekcijos

kanaluose.

Trečias svarbus sutapimų matavimų aspektas yra spektrinis registravimo langas. Siekiant užregistruoti didelį fotonų sutapimų kiekį fotonai registruojami išsigimusio režimo spektrinėje aplinkoje taip, kad išsigimusio režimo dažnis atitiktų detekcijos spektro centrinę vertę. Įprastai eksperimentuose interferenciniais filtrais pasirenkamas kuo siauresnis detekcijos spektrinis langas siekiant sumažinti foninės šviesos kiekį, susiaurinti registruojamų fotonų erdvinį išsibarstymą ir tuo pačiu padidinti santykinį fotonų sutapimų kiekį.

Bifotonis laukas turi pasižymėti geromis kiekybinėmis ir kokybinėmis savybėmis siekiant jį taikyti kvantinės optikos eksperimentuose. Visų pirma, jis turėtų pasižymėti dideliu fotonų dvynių srautu (šimtai – tūkstančiai porų per sekundę). Antra, fotonų dvynių srautas turėtų pasižymėti dideliu laikiniu ir erdviu koherentiškumu. Erdvinis koherentiškumas nusako, kad bifotonis laukas turėtų būti lokalizuotas siauruose erdviuose kampuose, kad galima būtų jį efektyviai surinkti į šviesolaidžius, kurių šerdies diametras, priklausomai nuo šviesolaidžio tipo, gali varijuoti nuo kelių iki kelių šimtų mikrometrų. Laikinį bifotonio lauko koherentiškumą apibūdina jų spektrinis plotis. Kuo siauresnė bifotonio lauko dažnių juosta, tuo ilgesniame atstume lauko komponentės tarpusavyje išsifazuos. Kadangi mūsų nagrinėjamas bifotonis laukas yra kaupinamas chaotinės prigimties šviesos šaltiniu, tai derėtų pridurti, kad realiai bifotonio lauko laikinis koherentiškumas yra ne geresnis nekoherentiškumas apibūdinamas dažnių juosta.

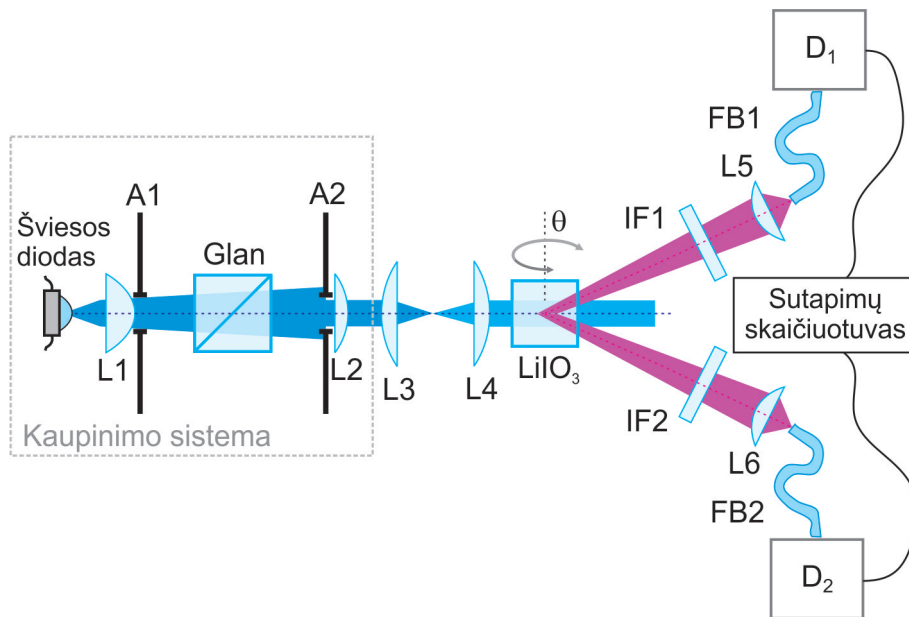
Bifotonio lauko, žadinamo nekoherentine spinduliuote, statistiniai tyrimai įrodė, kad fotonų skaitliukais galima patikimai registruoti silpnus bifotonio lauko signalus. Tai leidžia tikėtis, kad galima būtų sėkmingai atlikti bifotonio lauko, žadinamo nekoherentine spinduliuote, fotonų sutapimų tyrimą. Mūsų žiniomis iki šiol nėra atlikta jokių eksperimentinių ir teorinių tyrimų, nagrinėjančių, kokią įtaką chaotinės prigimties nekoherentinė spinduliuotė daro bifotonų koherentinėms savybėms. Būtent fotonų sutapimų matavimai galėtų atsakyti į klausimą, ar generuojamų bifotonų koherentiškumas yra pakankamas, kad nekoherentinę spinduliuotę būtų galima taikyti kvantinės optikos eksperimentuose.



5.1 pav.: PF fotonų sutapimų registravimo schema I tipo parametrinei sąveikai (a) ir II tipo parametrinei sąveikai (b); čia juodi maži apskritimai - registracijos erdvės. II tipo sąveikos atveju (b) fotonų sutapimų registracijos erdvės pasirinktos tomis kryptimis, kuriomis sklinda susietieji fotonai.

5.3 Eksperimento schema

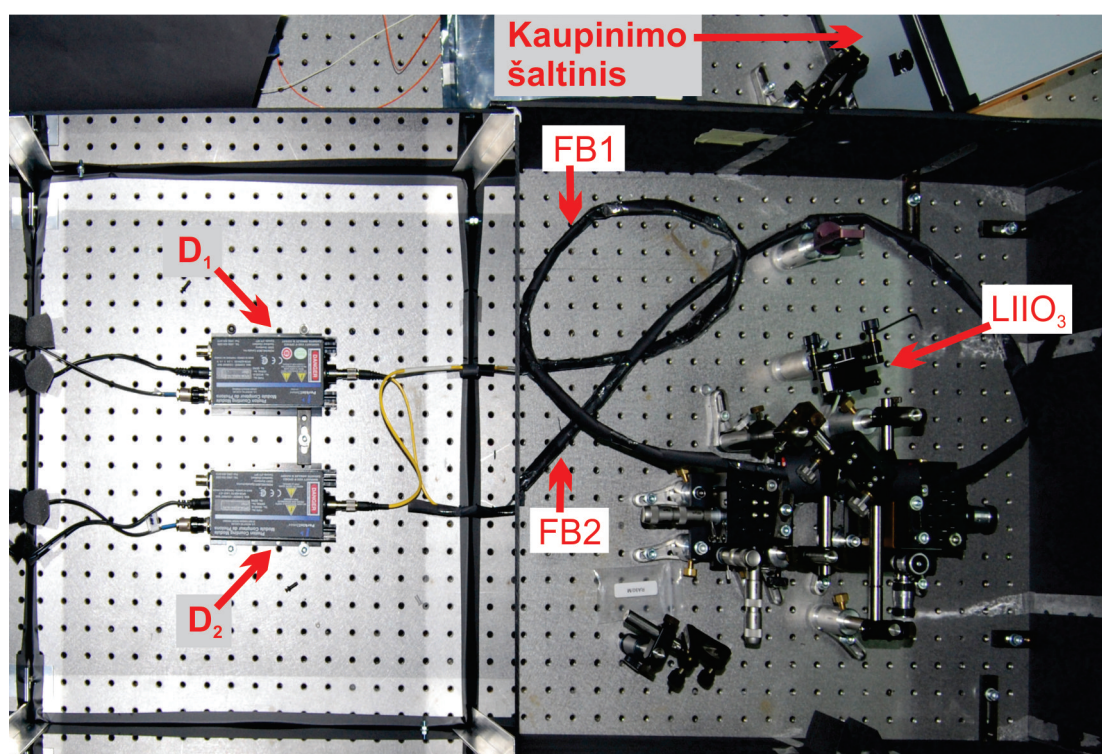
Dvyninio lauko, žadinamo mėlynu šviesos diodu, fotonų sutapimų eksperimento schema yra pateikta 5.2 ir 5.3 pav. Kaip šviesos šaltinis eksperimente buvo naudojamas masinės produkcijos didelio ryškio mėlynas šviesos



5.2 pav.: PF žadinamos mėlynu šviesos diodu fotonų sutapimų tyrimo eksperimentinė schema; A1 ir A2 - diafragmos, L1 - L6 - lęšiai, Glan - Glano poliarizatorius, IF1 ir IF2 - pirmojo ir antrojo kanalo interferenciniai filtrai, FB1 ir FB2 - pirmojo ir antrojo kanalo šviesolaidžiai, D₁ ir D₂ - pirmojo ir antrojo kanalo fotonų skaitliukai.

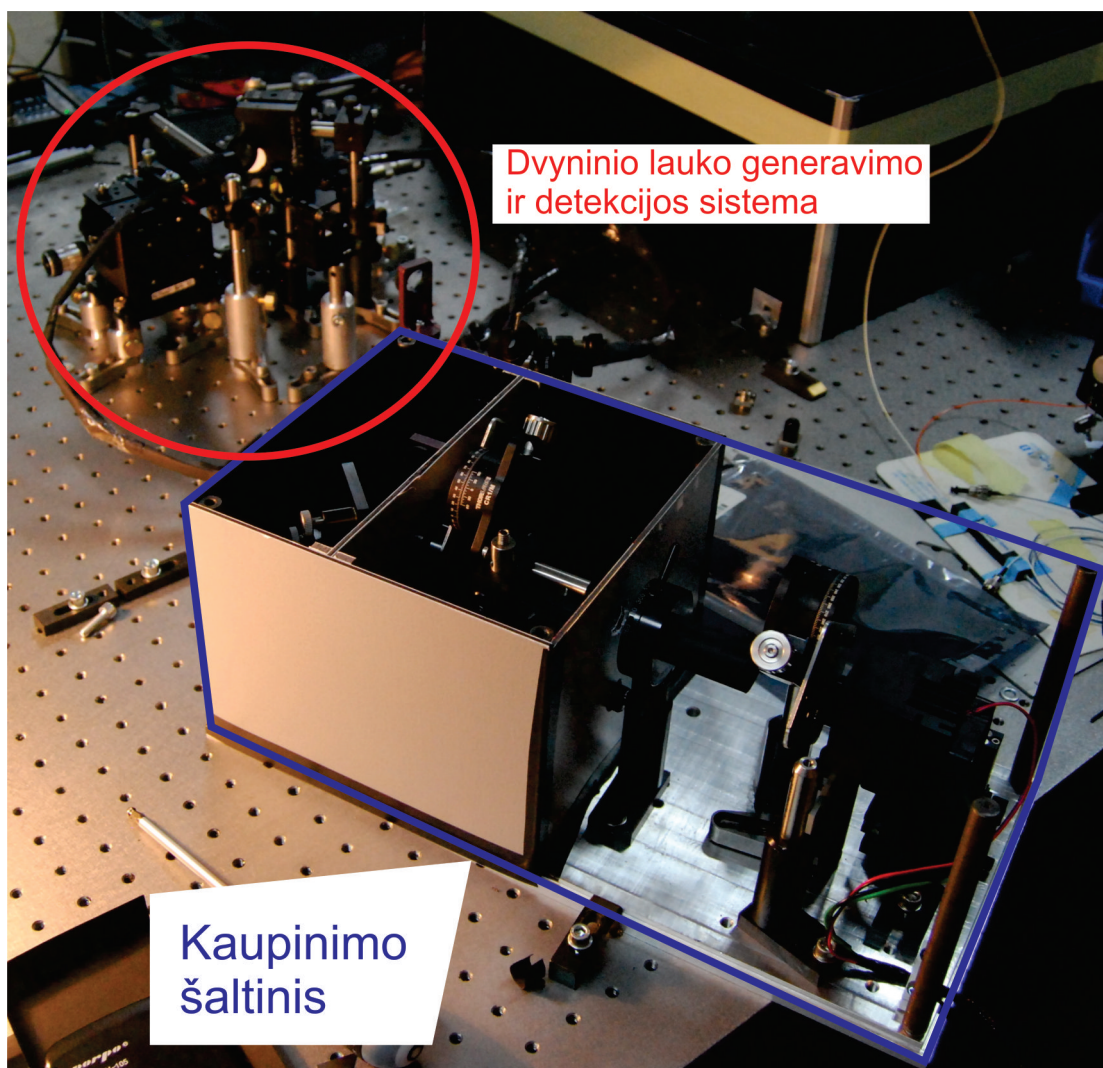
diodas (LZ1-10UA05 iš LedEngin, Inc.). Visos šviesos diodo spinduliuotės galia siekė 0,9 W, centrinis bangos ilgis – 403,5 nm, spektrinis plotis (FWHM) 14,4 nm, o pačio spektro forma buvo artima Gauso funkcijai. Likusi kaupinimo sistemos dalis skirta kaupinimo pluošto formavimui ir atvaizdavimui. L1 ir L2 lęšiais suformuojamas sąlyginai kolinearus kaupinimo

pluoštas, A1 diafragma reguliuojamas kaupinimo erdvinis spektras, A2 diafragma kontroliuojamas kaupinimo pluošto diametras. Kaupinimo šaltinio nuotrauka yra pateikta 5.4 pav. Eksperimento sąlygomis kaupinimo tiek erdvinis spektras, tiek ir diametras buvo keičiamas diskretiškai: formuojamas 9, 15, 25 arba 40 mrad kaupinimo erdvinis spektras bei 0,8, 1,8, 3, 5 arba 8 mm diametro pluoštas. Suformuotas kaupinimo pluoštas, išėjęs iš kaupinimo sistemos, lęšiais L3 ir L4 atvaizduojamas į netiesinės terpės vidurį. Atvaizduojama kaupinimo pluošto plokštuma esanti A2 diafragmos plokštumoje. Dvyninio lauko generacijai naudojamas 2 cm I tipo LiIO_3 kristalas, išpjautas 35° kampu. Šis kristalas pasirinktas dėl didelio netiesiškumo, lemiančio efektyvią dvyninio lauko generaciją. Kaupinimo sistemoje esantis Glano poliarizatorius naudojamas kaupinimo pluošto tiesiniam poliarizavimui – išgryninant kaupinimo bangų e poliarizacijai, reikalingai PF žadinimui. Tuo pačiu jis naudojamas foninės spinduliuotės registravimui, pasirenkant kaupinimo bangų o poliarizaciją, nedalyvaujančią netiesinėje PF sąveikoje. Netiesiniame kristale atvaizduojamo kaupinimo pluošto erdvinis galios pasiskirstymas yra praktiškai vienalytis, cilindro formos.



5.3 pav.: PF žadinamos mėlynu šviesos diodu fotonų sutapimų tyrimo eksperimentinės schemos nuotrauka; FB1 ir FB2 - pirmojo ir antrojo kanalo šviesolaidžiai, D₁ ir D₂ - pirmojo ir antrojo kanalo fotonų skaitliukai.

LiIO_3 kristalas kaupinimo pluošto atžvilgiu yra orientuotas $43,4^\circ$ kam-



5.4 pav.: Kaupinimo šaltinio, paremtu mėlynu šviesos diodu, nuotrauka.

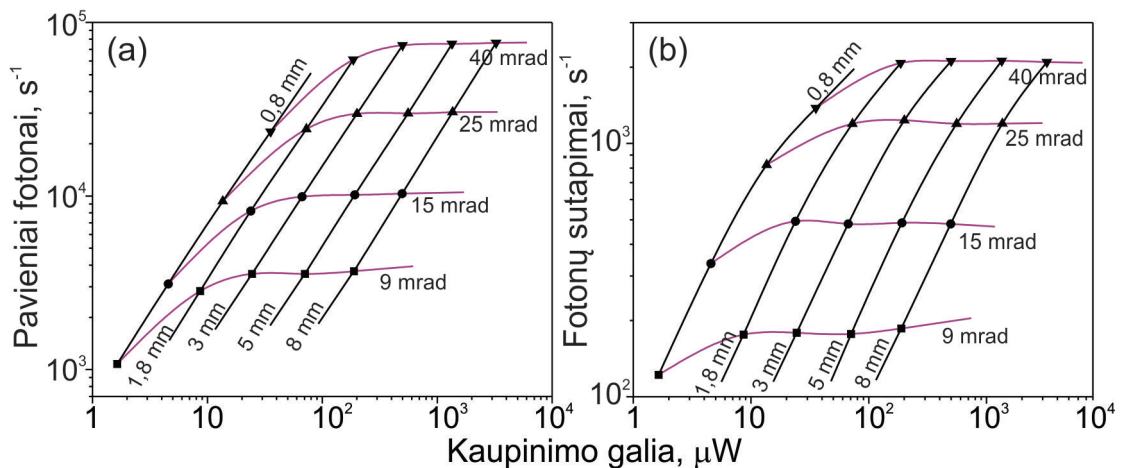
pu. Esant tokioms dvyninio lauko generacijos sąlygoms netiesinio kristalo išėjime yra suformuojamas 0,1 rad kampo šviesos kūgis. Fotonų detekcijai buvo pasirinktos dvi priešingose kūgio sienelėse simetriškai išsidėsčiusios kryptys (5.1 pav. (a)), sklindančios 50 mrad kampu nuo kūgio ašies nekritinėje fazinio sinchronizmo atžvilgiu φ plokštumoje. Šiomis kryptimis buvo suformuoti du identiški detekcijos kanalai, susidedantys iš 37,5 nm spektrinio pločio interferencinių filtrų IF1 ir IF2 (Thorlabs, Inc. FB800-40), praleidžiančių spinduliuotę išsigimusio režimo dažnio aplinkoje, praskaidrinančiomis dangomis padengtų +11 mm židinio nuotolio asferinių lęšių L5 ir L6, kuriais surenkama registruojama spinduliuotė į šviesolaidžius. Eksperimente naudojami laiptinio lūžio rodiklio $105 \mu\text{m}$ šerdies diametro, $\text{NA}=0,22$ skaitmeninės apertūros daugiamodžiai šviesolaidžiai. Šviesolaidžiais signalas perduodamas į PerkinElmer Inc. D_1 ir D_2 fotonų skaitliukus (SPCM-

AQRH-14-FC). Iš abiejų fotonų skaitliukų išeinantys TTL signalai siunčiami į sutapimų skaičiuotuvą – sutapimų skaičiavimo grandinę, kuri 7 ns laikiniame lange registruoja sutampančius fotonus.

Taip pat verta paminėti, kad interferencinių filtrų formuojamas detekcijos spektro centras yra 1% nukrypęs nuo centrinės kaupinimo pluošto spektrinės komponentės kuriamo išsigimusio režimo. Detekcijos dažnių spektras yra 1,3 karto platesnis už kaupinimo spektrą.

5.4 Fotonų porų, žadinamų skirtingų savybių kaupinimo pluoštu, sutapimų rezultatai

Pagrindinis fotonų sutapimo tyrimo uždavinys buvo ištirti fotonų sutapimų srauto priklausomybę nuo kaupinimo pluošto tiek erdvinio spektro, tiek diametro. Kaupinimo erdvinis spektras buvo keičiamas laipsniškai keičiant A1 diafragmos diametrą (žr. 5.2 pav.), analogiškai kaupinimo pluošto dia-



5.5 pav.: Pavienių fotonų (a) ir fotonų sutapimų (b) srauto priklausomybė nuo kaupinimo galios esant skirtingoms kaupinimo pluošto charakteristikoms. Juodos kreivės jungia pastovaus kaupinimo pluošto diametro (0,8, 1,8, 3, 5 ir 8 mm) taškus, violetinės kreivės jungia pastovaus kaupinimo erdvinio spektro (9, 15, 25 ir 40 mrad) taškus.

metras keičiamas laipsniškai keičiant A2 diafragmos diametrą. Kaip buvo minėta anksčiau, erdvinis spektras kito nuo 9 iki 40 mrad, tuo tarpu pluošto diametro ribos buvo pasirinktos tokios, kad kaupinimo pluoštas netiesinėje terpėje būtų vienalytis, tilptų

į optinių elementų apertūrą, kaupinimo galia buvo pasirinkta tokia, kad esant 10^{-6} galios keitimui į PF vis dar būtų galima tikėtis registruojamo signalo. Kaupinimo pluošto erdvinio spektro mažiausią vertę lėmė detekcijos efektyvumas, didžiausią – Glano poliarizatoriaus matmenys. Šviesos diodo spinduliuojama galia eksperimente buvo pastovi, tačiau dėl nuostolių kaupinimo pluošto formavimo elementuose kaupinimo pluošto galia kito nuo $1,64 \mu\text{W}$ iki $3,26 \text{ mW}$. Šviesos diodo spinduliuotės erdvinis spektrinis skaitis yra pastovus - visose pluošto erdvinėse spektrinėse komponentėse galia yra pasiskirsčiusi tolygiai. Formuojant kaupinimo pluoštą pasirenkamas didesnis arba mažesnis spektrinių komponentių kiekis ir analogiškai padidėja arba sumažėja kaupinimo pluošto galia.

5.5 pav. pateikti pagrindiniai matavimo rezultatai: pavienių fotonų srauto (a) ir fotonų sutapimų srauto (b) priklausomybė nuo kaupinimo galios ir kaupinimo pluošto parametrų. Pavienių fotonų srauto vertė yra vidutinis abiejuose detekcijos kanaluose registruojamas pavienių fotonų srautas, atmetus tamsinę detektoriaus srovę ir foninį triukšmą. Foninis triukšmas registruojamas Glano poliarizatorių pasukus 90° kampu ir netiesinę terpę apšviečiant tokių pačių pluošto parametrų ir tokios pačios galios o poliarizacijos spinduliuote. Fotonų sutapimų srautas atitinka sutapimų laikiniame lange abiejuose detekcijos kanaluose kiekį. Jis registruojamas atmetant atsitiktinių sutapimų kiekį, kuris skaičiuojamas pagal (5.2) formulę, laikant, kad pavienių fotonų srautas yra klasikinės šviesos spinduliuotė. 5.5 pav. eksperimentinės vertės yra sujungtos kreivėmis, kurios atitinka tą patį kaupinimo parametą: juodos kreivės jungia taškus, kuriuos atitinka vienodas kaupinimo diametras, violetinės kreivės – vienodas kaupinimo erdvinis spektras.

Nustatyta, kad pavienių fotonų srautas priklauso nuo kaupinimo erdvinio spektro pločio kvadrato (5.5 pav. (a)), kadangi kaupinimo galia taip pat kvadratinio dėsnio priklauso nuo kaupinimo erdvinio spektro. Fotonų sutapimų srautas mažos ir vidutinės kaupinimo pluošto skėsties srityje taip pat kvadratinio dėsnio priklauso nuo kaupinimo erdvinio spektro (5.5 pav. (b)). Dvyninį lauką žadinant didžiausios skėsties spinduliuote (40 mrad) fotonų sutapimų srautas pradeda kisti lėčiau nei pavienių fotonų srautas. Lyginant kaupinimo diametro įtaką fotonų srautams nustatyta, kad pereinant nuo mažiausio ($0,8 \text{ mm}$) prie didesnio diametro ($1,8 \text{ mm}$) kaupinimo pluošto pavienių fotonų srautas smarkiai išauga ($2,6$ karto), tačiau toliau

platinant kaupinimo pluoštą pavienių fotonų srautas pradeda didėti lėčiau ir pasiekus plačiausio pluošto vertes (5, 8 mm) kitimas tampa minimalus. Fotonų sutapimų srautas iš esmės atkartoja pavienių fotonų srauto priklausomybę nuo kaupinimo pluošto diametro. Pagrindinis skirtumas yra fotonų sutapimų kitimo greitis: platinant kaupinimo pluoštą nuo 0,8 mm iki 1,8 mm fotonų sutapimų srautas auga gerokai lėčiau (padidėja 1,45 karto) nei pavienių fotonų srautas (2,6 karto). Toliau platinant kaupinimo pluoštą nuo 1,8 mm iki 8 mm fotonų sutapimų srautas iš esmės įsisotina ir nebekinta. Netolygi pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srautų priklausomybė nuo kaupinimo pluošto diametro aiškinama tuo, kad į detekcijos kanalus atvaizduojama 1,05 mm diametro erdvės sritis LiIO_3 kristalo viduje. Dvyninio lauko generavimo tūrį tiesiogiai lemia kaupinimo pluošto erdviniai matmenys. Didinant kaupinimo pluošto diametrą nuo 0,8 mm iki 1,8 mm esmingai pakinta detekcijos kanaluose atvaizduojamo netiesinės sąveikos tūrio kiekis, tačiau toliau platinant kaupinimo pluoštą atvaizduojamas netiesinės sąveikos tūrio kiekis kinta nežymiai. Būtent dėl šios priežasties registruojamų fotonų srautų kiekis labiausiai auga esant mažos kaupinimo pluošto diametro vertėms ir įsisotina naudojant platų kaupinimo pluoštą.

Atsitiktiniai fotonų sutapimai buvo įvertinti tuo tikslu, kad įsitikintume, jog registruojamas fotonų sutapimų srautas nėra klasikinės prigimties. Taip pat atsitiktiniai fotonai leidžia mums įvertinti fotonų sutapimų registravimo patikimumą. Skaičiuojant atsitiktinius sutapimus daroma prielaida, kad detektorius pasiekia klasikinės prigimties šviesa. Kadangi registruojama daug tiek laikinių, tiek erdviųjų šviesos modų, naudojamas nuolatinės veikos šviesos šaltinis, klasikinis šviesos skirstinys yra Puasoninis ir atsitiktinius sutapimus galima skaičiuoti taikant (5.2) formulę. Įvertinus atsitiktinių sutapimų vertes buvo nustatyta, kad užregistruoti fotonų sutapimų srautai ženkliai skiriasi nuo atsitiktinių sutapimų skaičiaus. Net ir pačiu blogiausiu atveju, naudojant plačiausio erdvinio spektro (40 mrad) ir diametro (8 mm) kaupinimo pluoštą, fotonų sutapimų srautas (2095 s^{-1}) 45 kartus viršija atsitiktinių sutapimų srautą ($58,2 \text{ s}^{-1}$). Siaurinant kaupinimą ir mažinant jo skėstį – formuojant erdviškai labiau koherentinę kaupinimo spinduliuotę, užregistruotų ir atsitiktinių sutapimų santykis išauga iki 9800: 0,8 mm diametro ir 9 mrad erdvinio spektrinio pločio kaupinimo pluoštu buvo generuojami 122 s^{-1} fotonų sutapimų srautas, kurį atitiko $0,01 \text{ s}^{-1}$ atsitiktinių sutapimų srautas. Galima drąsiai daryti išvadą, kad registruojamų fotonų

sutapimų srautas nėra klasikinės prigimties.

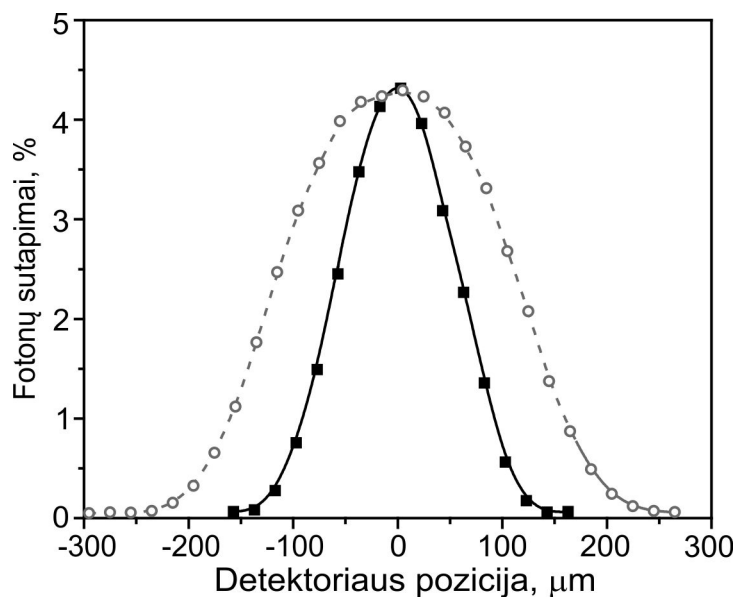
Tiriant fotonų sutapimus svarbūs yra ne tik kiekybiniai, bet ir kokybiniai generuojamo lauko parametrai. Fotonų sutapimų kokybę atspindi fotonų sutapimų santykis, kuris nusako, kokią pavienių fotonų dalį sudaro fotonų sutapimai:

$$C = \frac{N_{sutap}}{N_{pavien}}, \quad (5.3)$$

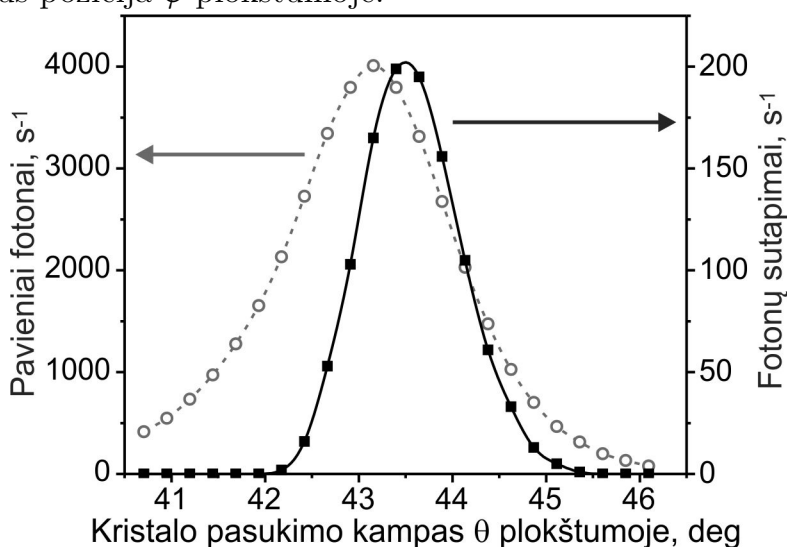
čia N_{sutap} – fotonų sutapimų kiekis, N_{pavien} – pavienių fotonų kiekis. Pačiomis geriausiomis sąlygomis, naudojant mažiausios skėsties ir pločio kaupinimo pluoštą, buvo pasiekta 11,5% fotonų sutapimų santykio vertė. Šis santykinis fotonų sutapimų kiekis atitinka tiesiogiai registruojamus sutapimus. Šią vertę realiai mažina optiniai nuostoliai detekcijos sistemoje ir detektorių kvantinis efektyvumas. Jeigu optinė sistema ir detektoriai būtų idealūs (nebūtų jokių optinių nuostolių ir detektorių kvantinis efektyvumas būtų lygus 100%), tai maksimali santykinio fotonų sutapimo vertė būtų lygi 49%. Taigi, galima teigti, kad nagrinėjamuose detekcijos kanaluose praktiškai pusė dvyninio lauko fotonų yra sutampantys. Tai, kad didžiausia santykinė sutapimų vertė pasiekta naudojant siauriausią kaupinimo pluoštą, nesunkiai paaiškinama tuo, kad siauro ir mažos skėsties pluošto kuriamas netiesinės sąveikos tūris yra efektyviausiai atvaizduojamas į detekcijos kanalus. Naudojant didelio diametro (5 ir 8 mm) kaupinimo pluoštus fotonų sutapimų santykis praktiškai tolygiai mažėjo (nuo 5% iki 2,8%) platinant erdvinį kaupinimo spektrą. Šis mažėjimas aiškinamas tuo, kad platinant kaupinimo erdvinį spektrą didėja dvyninių fotonų išsibarstymas erdvėje ir kokybiškai mažesnis kiekis sutampančių fotonų patenka į detekcijos kanalus. Pagrindinis šio tyrimo rezultatas yra tas, kad buvo pademonstruota, jog dvyninio lauko kokybė yra pakankama, kad pasireikštų neklasikinės sąvybės standartiniame kvantinės optikos eksperimente.

5.5 Fotonų sutapimų priklausomybė nuo detektoriaus erdvinės pozicijos ir nuo kristalo pasukimo kampo

Kiekybiškai ir kokybiškai įvertinus fotonų sutapimų priklausomybę nuo kaupinimo pluošto parametrų buvo imtasi ištirti, kaip dvyninio lauko



5.6 pav.: Fotonų sutapimų santykio priklausomybė nuo erdvinės fotonų detektoriaus padėties. Juoda kreivė ir juodi kvadratai - detektoriaus pozicija fazinio sinchronizmo θ plokštumoje, pilka kreivė ir pilki apskritimai - detektoriaus pozicija φ plokštumoje.



5.7 pav.: Pavienių fotonų (pilka kreivė ir pilki apskritimai) ir fotonų sutapimų (juoda kreivė ir juodi kvadratai) srauto priklausomybė nuo LiIO_3 kristalo pasukimo kampo θ plokštumoje kaupinio pluošto atžvilgiu.

sutapimai priklauso nuo detektoriaus erdvinės pozicijos ir LiIO_3 kristalo pasukimo kampo. Tyrimams buvo pasirinktas vidutinių parametų kaupinio pluoštas: 25 mrad skėsties ir 5 mm pločio. Tiriant detektoriaus erdvinės padėties įtaką fotonų sutapimo rezultatams mikrometriniu staliuku buvo keičiama lęšio L5 (žr. 5.2 pav.) padėtis tiek fazinio sinchronizmo θ , tiek ir ϕ plokštumoje (5.6 pav.). Buvo nustatyta, kad fotonų sutapimų santykio kitimas yra varpo formos. Keičiant detektoriaus poziciją θ plokštumoje fotonų

sutapimų santykis kinta žymiai sparčiau ($\text{FWHM}=125 \mu\text{m}$) nei ϕ plokštumoje ($\text{FWHM}=245 \mu\text{m}$) ir erdvės sritis, kurioje kokybiškai registruojami fotonų sutapimai, yra tiesiogiai ribojama daugiamodžio šviesolaidžio šerdies, kurios diametras yra $105 \mu\text{m}$.

Ištyrus pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srauto priklausomybę nuo kristalo pasukimo kampo kaupinimo pluošto atžvilgiu buvo nustatyta, kad tiek pavienių fotonų, tiek ir fotonų sutapimų srautas, lyginant su dvyniniu lauku žadinamu lazerine spinduliuote, nėra jautrus kristalo orientacijai (5.7 pav.). Pavienių fotonų srauto priklausomybės nuo kristalo pasukimo kampo funkcijos pusplotis (FWHM) yra $2,1^\circ$, susietųjų fotonų srauto – $1,3^\circ$. Verta paminėti, kad pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srautai maksimalias vertes pasiekia esant skirtingam kristalo pasukimo kampui. Kristalo pasukimo kampai skiriasi per $0,3^\circ$. Pagrindinė šio neatitikimo priežastis yra nesusuderinti kaupinimo ir detekcijos spektrai. Kita vertus, platūs kaupinimo ir detekcijos spektrai lemia tai, kad nekoherentiniu šviesos šaltiniu žadinamo dvyninio lauko fotonų sutapimų generacija nėra kritiškai jautri netiesinės terpės orientacijai. Kitaip tariant, PF kūgio diametras kinta lėtai sukant kristalą.

Detalesnė fotonų sutapimų srauto priklausomybės nuo detektoriaus pozicijos ir kristalo orientacijos analizė bus atlikta 6.5.2 skyriuje, pasinaudojant teoriniu dvyninio lauko ir fotonų sutapimų detekcijos modeliu.

5.6 Fotonų sutapimų, detekcijos kanaluose naudojant daugiamodį ir vienamodį šviesolaidžius, tyrimas

Siekiant įvertinti fotonų sutapimų srautą vienoje erdvinėje modoje buvo atliekami matavimai naudojant du skirtingus šviesolaidžius detekcijos kanaluose – daugiamodį ir vienamodį. Pirmajame detekcijos kanale esantis FB1 daugiamodis šviesolaidis (5.2 pav.) buvo pakeistas vienamodžiu Thorlabs 780 HP, kurio šerdies diametras – $5 \mu\text{m}$ ir skaitmeninė apertūra $\text{NA}=0,13$. FB1 daugiamodis šviesolaidis, įvertinus jo skaitmeninę apertūrą ir šerdies storį, geba priimti apie 4000 erdvinių šviesos modų. Natūralu tikėtis, kad daugmaž tokiu daugikliu turėtų sumažėti pavienių fotonų srautas vienamodžiam šviesolaidyje. Atsižvelgiant į tai, kad daugiamodis šviesolaidis yra

gerokai didesnis už vienamodį šviesolaidį tiek savo šerdies diametru ($105 \mu\text{m}$), tiek ir skaitmenine apertūra ($\text{NA}=0,22$), buvo nuspręsta kad pakeitus du šviesolaidžius papildomo detekcijos sistemos justavimo nereikės, kadangi vienamodis šviesolaidis, įskaitant mikrometinio staliuko tikslumą, tikrai pataikys į daugiamodžiu šviesolaidžiu registruotos erdvės vidurį. Matavimai buvo atlikti su vidutinių erdvinų savybių (25 mrad erdvinės skėsties ir 5 mm diametro) kaupinimo pluoštu atliekant 600 s ekspoziciją. Pavienių fotonų srautas, atmetus tamsinę fotodetektoriaus srovę, siekė $17,5 \text{ fotonų/s}$ (daugiamodžio šviesolaidžio atveju – $29 \cdot 10^3 \text{ fotonų/s}$). Abiejų tipų šviesolaidžiais užregistruotų pavienių fotonų santykis (1650) yra tos pačios eilės, kaip ir įvertintas daugiamodžio šviesolaidžio modų skaičius. Kita vertus, atsižvelgus į sumažėjusį šviesolaidžio diametrą bei skaitmeninę apertūrą, galima įsivertinti, kad vienamodžiu šviesolaidžiu priimamos šviesos kiekis turėtų sumažėti apie 1270 kartų. Pavienių fotonų srauto kritimas yra labai artimas šiam skaičiui, todėl galima daryti išvadą, kad dvyninis laukas detektuojamoje erdvėje yra pasiskirstęs tolygiai.

Fotonų sutapimų srautas tarp vieno daugiamodžio ir vieno vienamodžio šviesolaidžio siekė $1,31 \text{ sutapimų/s}$ (atmetus tamsinę fotodetektoriaus srovę ir atsitiktinius sutapimus). Tomis pačiomis kaupinimo pluošto sąlygomis sutapimų srautas tarp dviejų daugiamodžių šviesolaidžių siekė 1230 sutapimų/s . Lyginant santykinį fotonų sutapimų kiekį vienamodžio šviesolaidžio atveju pastebime, kad ši dvyninio lauko charakteristika smarkiai išaugo (nuo $4,2\%$ iki $7,5\%$). Kita vertus, fotonų sutapimų srautas yra labai nedidelis. Jeigu matavimams naudotume du vienamodžius šviesolaidžius, sutapimų srautas būtų pernelyg mažas, kad būtų patikimai registruojamas. Taigi, galima daryti išvadą, kad nekoherentiniais šaltiniais kaupinimas dvyninis laukas yra naudotinas taikymuose tik kaip daugiamodės spinduliuotės šaltinis.

5.7 Apibendrinimas

Šiame skyriuje buvo nagrinėjami pirmą kartą pademonstruoti eksperimentiniai bifotonio lauko fotonų sutapimo rezultatai LiIO_3 kristalą kaupinant nekoherentine spinduliuote. Fotonų sutapimų santykis yra plačiai naudojama bifotonio lauko charakteristika. Matavimai buvo atliekami standartine fotonų skaičiavimo metodika: buvo pasirinkti du detekcijos kanalai

ir siaurame detekcijos laikiniame lange buvo registruojami fotonų sutapimai keičiant įvairius kaupinimo pluošto parametrus: erdvinį spektro plotį ir pluošto diametrą. Mažas šviesos diodo spektrinis ryškis ir nekoherentinė šviesos prigimtis lėmė platų bifotonio lauko erdvinį išsibarstymą. Dėl šios priežasties detekcijos kanaluose buvo pasirinkti gana platūs erdviniai ir dažnių spektrai ir į fotonų skaitliukus dvyninė spinduliuotė buvo surenkama daugiamodžiais šviesolaidžiais.

Pagrindiniai šio tyrimo rezultatai – pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srauto priklausomybė nuo kaupinimo erdvinio spektro pločio ir pluošto diametro. Nustatyta, kad pavienių fotonų srautas tiesiškai priklauso nuo kaupinimo galios platinant kaupinimo erdvinį spektrą, tuo tarpu didinant kaupinimo pluošto diametrą pavienių fotonų srautas smarkiai auga tik esant mažoms diametro vertėms (0,8, 1,8 mm), vėliau didinant diametrą pavienių fotonų srautas įsisotina. Fotonų sutapimų srautas iš esmės dubliuoja pavienių fotonų srauto kitimo ypatybes. Pagrindiniai skirtumai: fotonų sutapimų srautas greičiau įsisotina didinant kaupinimo pluošto diametrą, naudojant didžiausio erdvinio spektro kaupinimo pluoštą taip pat stebimas dalinis fotonų sutapimų įsisotinimas.

Keičiant detektoriaus poziciją fazinio sinchronizmo θ ir φ plokštumoje buvo nustatyta, kad fotonų sutapimų santykio priklausomybė nuo detektoriaus pozicijos yra varpo formos. θ plokštumoje efektyvią fotonų sutapimų detekciją riboja šviesolaidžio šerdis – efektyvios detekcijos sritis sutampa su šviesolaidžio šerdies diametru. Tuo tarpu φ plokštumoje efektyvios fotonų sutapimų detekcijos sritis yra dvigubai platesnė. Taip pat buvo nustatyta, kad nagrinėtomis eksperimentinėmis sąlygomis netiesinės terpės orientacija kaupinimo pluošto atžvilgiu nėra kritiškai svarbi. Naudojant vidutinių parametrų kaupinimo pluoštą efektyvi fotonų sutapimų detekcija įmanoma gana plačiose kristalo orientacijos srityse, net ir pakreipus kristalą $\pm 0,65^\circ$ nuo maksimalią fotonų sutapimų santykio vertę atitinkančio kampo fotonų sutapimų santykis nesumažėja daugiau negu dvigubai. Kita vertus, fotonų sutapimų matavimai atlikti naudojant daugiamodį ir vienamodį šviesolaidžius atskleidė, kad dvyninis laukas yra plačiai pasiskirstęs tarp daugybės erdvinių modų ir fotonų porų srautas vienoje erdvinėje modoje yra per mažas, kad mūsų eksperimentinėmis sąlygomis tirtą bifotonų lauką būtų galima naudoti eksperimentuose, kuriuose reikalingas precizinis erdvinis koherentiškumas. Nekoherentiniais šaltiniais kaupinamas dvyninis laukas

tinkamiausias taikymams, kuriuose erdvinis fotonų porų koherentiškumas nėra itin svarbus ir fotonų porų detekcijai naudojami daugiamodžiai šviesolaidžiai.

Atlikus kiekybinę pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srauto analizę buvo nustatyta, kad naudojant net ir mažiausios galios ($1,64 \mu\text{W}$) kaupinimo pluoštą pavienių fotonų srautas yra pakankamai didelis (1077 fotonai/s), viršijantis detektoriaus tamsinę srovę. Šiomis sąlygomis, esant mažiausiai kaupinimo galiai, tačiau didžiausiam pluošto erdviniam koherentiškumui, užregistruotas patikimas fotonų sutapimų srautas (122 sutapimai/s), fotonų sutapimų santykis siekė 11,5%. Idealiomis optinės sistemos ir detekcijos sąlygomis ši vertė atitiktų 49% fotonų sutapimų santykį. Šie kokybiniai ir kiekybiniai rezultatai rodo, kad nekoherentinis kaupinimas yra perspektyvi spinduliuotė vidutinės kokybės dvyninio lauko žadinimui ir jo taikymui įvairiuose kvantinės optikos eksperimentuose. Užregistruoti fotonų sutapimai gerokai viršijantys atsitiktinių sutapimų srautą patvirtina, kad $\chi^{(2)}$ terpėje nuolatinės veikos nekoherentine spinduliuote žadinamas dvyninis laukas yra neklasikinės prigimties, kadangi jo neklasikinės savybės yra aiškiai išreikštos. Pagrindiniai nekoherentinių šaltinių taikymo fotonų sutapimų eksperimentams privalumai yra maža kaina, nesudėtingas techninis pritaikymas, platus įvairios galios ir bangos ilgio šaltinių pasirinkimas.

6

Dvyninio lauko žadinamo nekoherentiniu šviesos šaltiniu kokybės skaitmeninis modeliavimas

Medžiaga susijusi su šiuo skyriumi publikuota [A2-A4]

Eksperimentiniai fotonų sutapimų, netiesinę terpę žadinant nekoherenti-
ne spinduliuote, rezultatai suteikia teigiamų vilčių nekoherentinius šaltinius
taikyti susietųjų fotonų eksperimentuose. Tačiau minimalios eksperimenti-
nių sąlygų keitimo galimybės neleido pilnai suprasti užregistruoto dvyninio
lauko ypatumų. Siekiant išsiaiškinti optimalias kaupinimo ir detekcijos sis-
temų charakteristikas, leidžiančias sukurti didžiausios kokybės dvyninį lau-
ką, buvo imtasi teoriškai ištyrinėti nekoherentinės spinduliuotės netiesinį
atsaką įvairiose netiesinėse terpėse. Šiuo tikslu buvo modifikuota 3.1 sky-
riuje aprašyta teorinio modeliavimo programa, kuria galima ištyrinėti ne tik
suminius dvyninio lauko erdvinius skirstinius, bet ir atskirų dvyninio lauko
komponenčių erdvinį išsidėstymą, leidžiantį teoriškai užfiksuoti erdvinius
fotonų sutapimus. Programos universalumas leidžia ištyrinėti įvairiausio

aspekto klausimus – nuo suminių PF skirstinių, PF bangų pasiskirstymo priklausomai nuo kaupinimo ar detekcijos spektrų iki pilno fotonų sutapimų eksperimento modeliavimo, leidžiančio keisti įvairias tiek kaupinimo, tiek ir detekcijos sistemos savybes.

Šiame skyriuje bus pristatytas bifotonio lauko fotonų sutapimų skaičiavimui adaptuotas teorinis modelis. Bendruoju atžvilgiu bus išnagrinėtos nekoherentinės spinduliuotės perspektyvos PF generacijos taikymui bei PF bangų erdviniai skirstiniai LiNbO_3 , LiIO_3 ir BBO kristaluose žadinant plataus spektro nekoherentine spinduliuote ir registruojant PF plačiame spektriniame lange. Taikant fotonų sutapimų teorinį modelį bus teoriškai išnagrinėti eksperimentiniai bifotonio lauko fotonų sutapimų tyrimo LiIO_3 kristale rezultatai, kurie buvo pristatyti praeitame skyriuje.

6.1 Parametrinės fluorescencijos fotonų sutapimų teorinis modelis

Siekiant teoriškai tyrinėti fotonų sutapimus buvo adaptuotas 3.1 skyriuje aprašytas PF galios skirstinio teorinis modelis. Verta prisiminti, kad šiame modelyje neatsižvelgiama į kaupinimo komponentių tarpusavio sąveiką ir yra laikoma, kad kaupinimo pluoštas yra tiesinė superpozicija visų netiesinėje sąveikoje dalyvaujančių kaupinimo bangų ((3.1) formulė). Taip pat verta prisiminti, kad dvyninis PF laukas – tai tiesinė kiekvienos kaupinimo komponentės kuriamų PF bangų superpozicija. (3.2) formulė aprašo suminę PF galią. Taikomas modelis – tai klasikinė PF galios išraiška. Fotonų kiekis yra proporcingas PF galiai. Norint suskaičiuoti registruojamą pavienių fotonų srautą (fotonų kiekį per laiko vienetą) tereikia suminę PF galią padalinti iš vieno parametrinio fotono energijos. Tačiau naudojant platų detekcijos spektrą dalinti iš centrinio detekcijos dažnio fotono energijos nėra tikslu, todėl realiai prieš integruojant visų netiesinėje sąveikoje sugeneruotų fotonų kiekį, suskaičiuojamas pavienių fotonų srautas kiekvienai signalo dažnio komponentei atskirai. Teorinis modelis nėra kvantinis sprendinys, todėl tiesiogiai negalime suskaičiuoti fotonų sutapimų kiekio. Tačiau, lygindami galių santykį tam tikruose erdvės taškuose, galima įsivertinti nagrinėjamo lauko fotonų sutapimus. Atliekant fotonų sutapimų skaičiavimo eksperimentą įprastai registruojami fotonai tik iš siauros erdvinės srities, kurią

riboja atvaizduojančio lęšio ir šviesolaidžio skaitmeninės apertūros. Teoriniame modelyje erdvinis registruojamų fotonų filtravimas atliekamas gana paprastai. Sukuriama detekcijos erdvės kaukė – 0 ir 1 matrica, kurioje 1 žymi erdvės sritį, kurioje fotonų srautas yra registruojamas, 0 – sritį, kurioje fotonų srautas neregistruojamas. Teoriniame modelyje daroma prielaida, kad detekcijos erdvė yra simetriška, todėl modelyje naudojamos kaukės yra skritulio formos. Kaukės matricą yra patogiau naudoti, nes nesunku pakeisti nagrinėjamos detekcijos erdvės dydį ir poziciją. Integruojant suminį fotonų srautą kaukės matrica yra pozicionuojama pasirinktame erdvės taške ir pritaikoma kiekvienai signalo komponentei atskirai.

Apibendrinant išsakytus teorinio modelio patobulimus ir remiantis (3.2) formule galima užrašyti išraišką, skirtą suskaičiuoti pavienių fotonų kiekį detekcijos kanale:

$$N_{s,i} = \int_0^{\infty} \frac{L^2}{\hbar\omega_{s,i}} \int_{\pm\theta_D - \psi_{det}}^{\pm\theta_D + \psi_{det}} \int_{\varphi_D - \psi_{det}}^{\varphi_D + \psi_{det}} P(\omega_p, \varphi, \theta) \beta S(\varphi_D, \pm\theta_D, \psi_{det}) q(\omega_{s,i}) \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) d\varphi d\theta d\omega_{s,i}; \quad (6.1)$$

čia L – netiesinės terpės ilgis, $\omega_{s,i}$ – signalo arba skirtuminės bangos dažnis, $P(\omega_p, \varphi, \theta)$ – kaupinimo pluošto skirstinys, aprašomas (3.1) formule, β – parametrinio keitimo koeficientas, $S(\varphi_D, \pm\theta_D, \psi_{det})$ – detekcijos erdvės kaukės funkcija, kur ψ_{det} – erdvinio spektro radiusas, $(\varphi_D, \pm\theta_D)$ – detektoriaus pozicija erdvinėse koordinatėse, $q(\omega_{s,i})$ – detektoriaus kvantinis efektyvumas, Δk – fazinis nederinimas,

Aprašyta pavienių fotonų skaičiavimo funkcija atveria gerokai platesnes galimybes ištirti dvyninio lauko savybių priklausomybę nuo įvairių kaupinimo ir detekcijos parametrų. Šių priklausomybių tyrimas yra įmanomas, nes teorinio modeliavimo programa leidžia užrašyti pavienių fotonų skirstinį atskirose koordinačių sistemose: tiek kaupinimo, tiek ir detekcijos erdvinio ir dažnių spektrų sistemose. Kitas šio modelio privalumas yra tai, kad, nagrinėdami skirtuminių fotonų lauką, naudodamiesi fazinio sinchronizmo sąlygomis galime užrašyti skirtuminių fotonų lauko komponentų erdvinę padėtį ir ištyrinėti koks kiekis skirtuminių fotonų, atitinkančių dvynius signalinius fotonus, patenka į nagrinėjamą detekcijos kanalą.

Būtent ši galimybė erdviškai susieti fotonus dvynius leidžia teoriškai išnagrinėti fotonų sutapimus. Fotonų sutapimai skaičiuojami gana nuovokiai. Sakykime turime vieną kaupinimo komponentę – plokščią monochromatinę

bangą. Teoriškai modeliuodami nustatome šios komponentės kuriamų signalinių ir skirtuminių fotonų pasiskirstymą. Pritaikydami detekcijos erdvės kaukę tiesiogiai galime suskaičiuoti kiek signalinių fotonų, esančių detekcijos spektre $[\omega_{s_1}, \omega_{s_2}]$, patenka į pirmąjį detekcijos kanalą, kurio koordinatės yra $(-\theta_D, \varphi_D)$, o detekcijos erdvės kampinis pusplotis - ψ_{det} . Kadangi teoriniai signalinių ir skirtuminių fotonų laukai yra tarpusavyje susieti, atsirenkame tik tas skirtuminių fotonų komponentes, kurios atitinka signalinius fotonus, patenkančius į pirmąjį detekcijos kanalą, ir suskaičiuojame šių skirtuminių fotonų skaičių, patenkančių į antrąjį detekcijos kanalą $((\theta_D, \varphi_D), \psi_{det})$. Šis skaičius ir yra fotonų sutapimų skaičius. Fotonų sutapimų santykis C suskaičiuojamas fotonų sutapimų skaičių dalinant iš visų fotonų, patenkančių į antrąjį detekcijos kanalą. Dar viena registruotinių skirtuminių fotonų sąlyga yra ta, kad jų dažnis ω_i turi patekti į detekcijos spektrinį intervalą $[\omega_{s_1}, \omega_{s_2}]$. Ši sąlyga teoriniame modelyje yra aprašoma Heaviside laiptinėmis funkcijomis $H(\omega_i - \omega_{s_1})$ ir $H(\omega_{s_2} - \omega_i)$. Apibendrinant visus fotonų sutapimo modeliavimo ypatumus, galima užrašyti galutinę fotonų sutapimų santykio išraišką:

$$C(\omega_p, \phi, \theta) = \frac{\int_{\omega_p - \omega_{s_2}}^{\omega_p - \omega_{s_1}} \frac{L^2}{\hbar \omega_i} H(\omega_i - \omega_{s_1}) H(\omega_{s_2} - \omega_i) \int_{-\theta_D - \psi_{det}}^{-\theta_D + \psi_{det}} \int_{\varphi_D - \psi_{det}}^{\varphi_D + \psi_{det}} \beta S(\varphi_D, -\theta_D, \psi_{det}) q(\omega_i) \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) d\varphi d\theta d\omega_i}{\int_{\omega_{s_1}}^{\omega_{s_2}} \frac{L^2}{\hbar \omega_s} \int_{\theta_D - \psi_{det}}^{\theta_D + \psi_{det}} \int_{\varphi_D - \psi_{det}}^{\varphi_D + \psi_{det}} \beta S(\varphi_D, \theta_D, \psi_{det}) q(\omega_s) \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) d\varphi d\theta d\omega_s}. \quad (6.2)$$

Fotonų sutapimų santykio išraiškos skaitiklį galima suprasti kaip skaičių signalinių ir skirtuminių fotonų porų, kurių pasiskirstymo funkcijos persikloja nagrinėjamoje spektro ir erdvės srityje ($N_i \cap N_s$). Apibendrintai fotonų sutapimų santykio išraišką galima aprašyti:

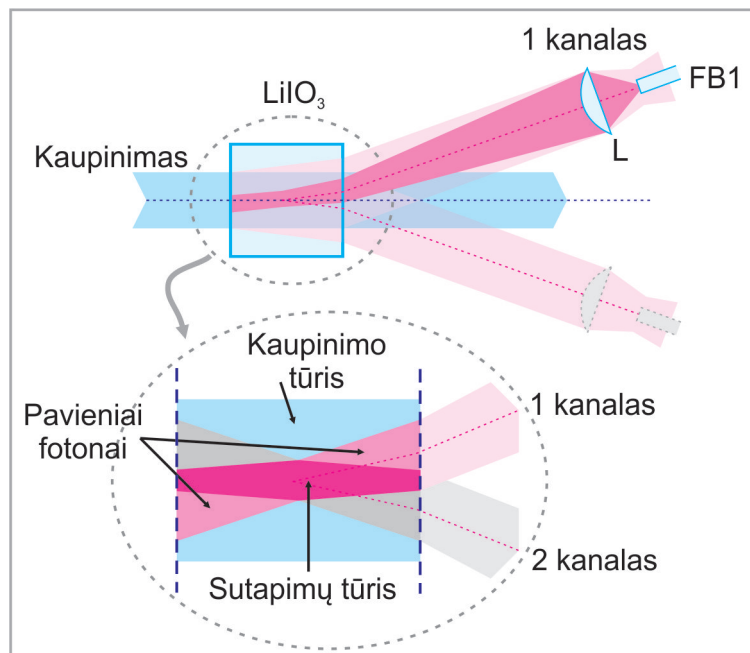
$$C = \frac{N_i \cap N_s}{N_s}. \quad (6.3)$$

Pastarosios išraiškos ((6.2), (6.3)) apibūdina dvyninio lauko kokybę - tikimybę užregistruoti fotonų sutapimus tam tikrame laikiniame sutapimų lange naudojant idealius detektorius. Ši tikimybė gali būti išskaidyta daugiadimensinėje kintamųjų erdvėje, kurioje kiekvienas kintamasis atitinka pasirinktus kaupinimo ir detekcijos sistemų parametrus. Teorinio modelio programa leidžia nagrinėti dvyninio lauko kokybines savybes, priklausančias nuo tokių parametrų kaip kaupinimo ir detekcijos erdviniai ir dažnių

spektrai, detekcijos kanalų pozicija erdvėje, netiesinės terpės orientacija kaupinimo pluošto atžvilgiu.

6.1.1 Geometrinis faktorius

Pavienių fotonų ((6.1) formulė) ir fotonų sutapimų ((6.2) formulė) srautų teorinės išraiškos buvo užrašytos laikant, kad sąveikoje dalyvauja visos kaupinimo pluošto komponentės. Tačiau realybė yra kiek kitokia. Realybėje turime platų kaupinimo pluoštą, užimantį tam tikrą netiesinės terpės tūrį. Detektorių atvaizdavimo sistema į fotonų skaitliukus atvaizduoja toli gražu ne visą netiesinės sąveikos erdvę. Siekiant kokybiškai ir kiekybiškai įvertinti eksperimentinius fotonų sutapimų rezultatus, kaupinant nekoherenti-ne spinduliuote, buvo įvesta geometrinio faktoriaus sąvoka, apibūdinanti į detektorių atvaizduojamos erdvės ir netiesinės sąveikos erdvės santykį. Vizualiai į detektorių atvaizduojamų erdvių ir kaupinimo pluošto užimamos erdvės santykis yra pavaizduotas 6.1 pav.



6.1 pav.: Geometrinio faktoriaus modelis pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srautų skaičiavimui; čia L - lęšis, FB1 - pirmojo detekcijos kanalo šviesolaidis.

Skaičiuojant geometrinį faktorių buvo remiamasi keliomis prielaidomis. Visų pirma, laikome, kad kaupinimo pluoštas yra tolygus ir jo erdvinis skirstinys yra stačiakampio formos. Eksperimentinėmis sąlygomis kaupinimo pluoštas, kuris buvo suformuotas iš šviesos diodo spinduliuotės, iš tiesų

buvo tolygus, o pluošto riba (perėjimas iš šviesios kaupinimo lauko dalies į tamsią) buvo pakankamai stati – kaupinimo erdvinis spektras labai artimas stačiakampiui. Antra, laikome, kad į detekcijos kanalą yra tolygiai atvaizduojama visa erdvė, ribojama atvaizdavimo lęšių ir šviesolaidžių skaitmeninių apertūrų. Šios prielaidos eksperimentinėmis sąlygomis pagrįsti negalime ir iš tiesų nėra aišku, kokia erdvinio lauko dalis yra atvaizduojama į šviesolaidžius, todėl teoriniam modeliavimui buvo pasirinkta tolygios erdvės atvaizdavimo prielaida. Trečia, laikome, kad detekcijos spektras yra tolygus ir stačiakampio formos. Realybėje detekcijos spektras, kuris yra formuojamas interferenciniu filtru, nėra visiškai tolygus, o pralaidumo faktorius skirtingoms spektro komponentėms gali skirtis keliais procentais. Tačiau pirmu artėjimu galima laikyti, kad detekcijos spektras yra tolygus. Ketvirta, yra daroma prielaida, kad į detekcijos kanalus erdvė, ribojama šviesolaidžio skaitmeninės apertūros, yra idealiai atvaizduojama visame kristalo tūryje. Trumpoms netiesinėms terpėms ši prielaida būtų teisinga, tačiau ilginant netiesinę terpę nukrypstama nuo idealaus atvaizdavimo, kadangi į šviesolaidžius idealiai atvaizduojama tik sufokusuota centrinė netiesinio kristalo sritis. Tuo tarpu priekinė ir galinė netiesinės terpės dalys nėra atvaizduojamojo lęšio židinyje ir ne visos signalo komponentės yra atvaizduojamos į šviesolaidį.

Remiantis visomis šiomis prielaidomis, galima apibrėžti geometrinį faktorių pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srautams. 6.1 pav. matome, kad į detektorius idealiai yra atvaizduojamos raudona spalva nuspalvintos netiesinio kristalo sritys. Eksperimentinėmis sąlygomis į daugiamodį šviesolaidį yra atvaizduojama 1,05 mm diametro netiesinės terpės sritis. Kadangi realiai buvo naudojami gana platūs kaupinimo pluoštai (nuo 0,8 iki 8 mm diametro), dažniausiai netiesinės sąveikos sritis, ribojama kaupinimo pluošto užimamos erdvės (6.1 pav. pažymėta mėlyna spalva), gerokai viršijo į detektorius atvaizduojamų sričių tūrius. Geometrinis faktorius paviniams fotonams yra lygus į detekcijos kanalą j atvaizduojamo netiesinės sąveikos tūrio ($V_j \cap V_k$) santykiui su netiesinės sąveikos tūriu (V_k). Pavienių fotonų, užregistruotų detekcijos kanale j , kiekis yra lygus pagal (6.1) formulę skaičiuojamo pavienių fotonų kiekio N_s ir geometrinio faktoriaus sandaugai

$$N_j = \frac{V_j \cap V_k}{V_k} N_s. \quad (6.4)$$

Fotonų sutapimų geometrinis faktorius bus lygus į abu detekcijos kanalus atvaizduojamų netiesinės sąveikos tūrių sankirtai padalintai iš netiesinės sąveikos tūrio. Galutinis fotonų sutapimų kiekis bus pagal (6.2) formulę skaičiuojamų fotonų sutapimų srauto ir geometrinio faktoriaus sandaugai:

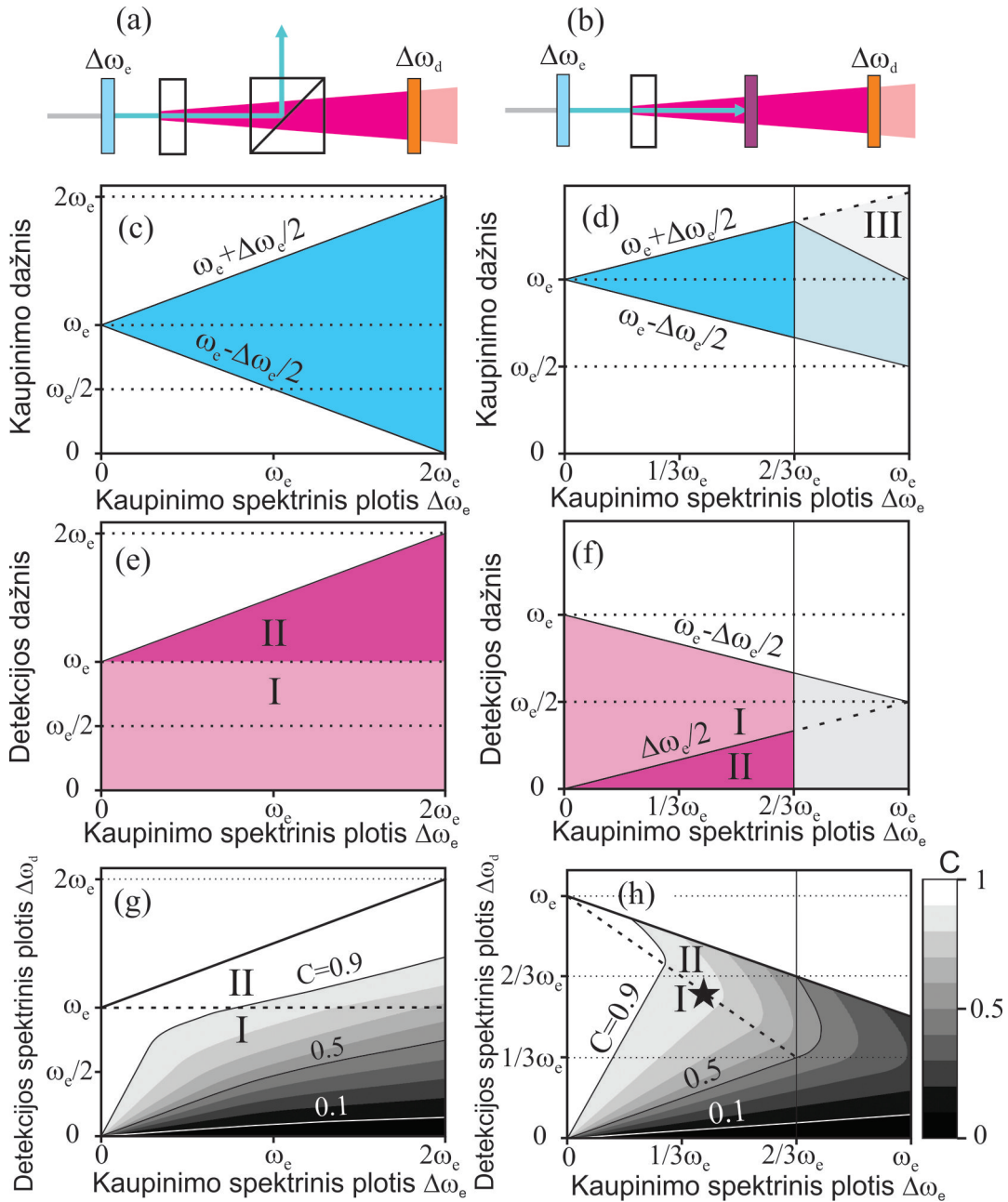
$$C_{12} = \frac{V_1 \cap V_2 \cap V_k}{V_k} C. \quad (6.5)$$

Geometrinio faktoriaus teoriniame modelyje yra atsižvelgiama į tokius dalykus kaip kaupinimo pluošto plotis, skėstis, kaupinimo pluošto, kuris yra e poliarizacijos, nunešimas netiesinėje terpėje, į detekcijos kanalus atvaizduojamos erdvės plotis, skėstis ir pokrypis kaupinimo pluošto atžvilgiu.

6.2 Nekoherentinės spinduliuotės taikymo dvyninio lauko žadinimui perspektyvos

PF spinduliuotės pasiskirstymas dažnių spektre yra gerai žinomas iš Manley-Rowe sąryšių. Didžiausias galimas PF dažnis yra beveik lygus kaupinimo dažniui, o mažiausias – beveik lygus nuliui [115]. Nepaisant gana paprastų sąryšių nėra plačiai nagrinėtos nekoherentinės spinduliuotės galimybės ir ribos efektyviai generuoti dvyninį lauką. Nekoherentinė spinduliuotė pasižymi labai plačiu dažnių spektru, todėl kyla natūralus klausimas, ar platus spektras yra naudingas, ar kaip tik žalingas dvyninio lauko generacijai. Jeigu galėtume laisvai pasirinkti kaupinimo ir detekcijos spektrus, kokios sąlygos būtų optimalios?

Plačiajuostės nekoherentinės spinduliuotės taikymo dvyninio lauko generacijai perspektyvas imkime nagrinėti idealioje netiesinėje terpėje, kurioje fazinio sinchronizmo sąlygos yra tenkinamos išimtinai visiems dažniams ir visomis kryptimis. Taip pat laikykime, kad turime vienalytę, tolygaus spektrinio skaisčio centrinio dažnio ω_p ir kintančio spektrinio pločio $\Delta\omega_p$ nekoherentinę spinduliuotę. Registruojant PF egzistuoja du būdai, kuriais galima atskirti kaupinimo pluoštą nuo detekcijos sistemos. Vienas iš būdų – naudoti idealų poliarizatorių, kai kaupinimo ir PF spinduliuočių poliarizacijos yra skirtingos (6.2 pav. (a)), šiuo atveju didžiausias PF dažnis bus lygus didžiausiam kaupinimo dažniui. Antras būdas – naudoti idealų optinį filtrą, kuris sugertų kaupinimo spinduliuotę ir praleistų PF spinduliuotę (6.2 pav. (b)), šiuo atveju didžiausias PF dažnis bus lygus mažiausiam kaupinimo



6.2 pav.: Kaupinimo (c, d) ir detekcijos (e, f) spektrų sąveikos erdvių priklausomybė nuo kaupinimo spektrinio pločio esant skirtingo tipo netiesinėms sąveikoms: I tipo (a) ir II tipo (b) sąveikai. I tipo sąveika nagrinėjama pirmajame stulpelyje (c, e, g), II tipo - antrajame (d, f, h). (g, h) vaizduoja maksimalaus fotonų sutapimų santykio C priklausomybę nuo kaupinimo spektrinio pločio; čia ω_p - kaupinimo dažnis, $\Delta\omega_p$ - kaupinimo spektrinis plotis, $\Delta\omega_d$ - detekcijos spektrinis plotis. Žvaigždutė žymi didžiausio bifotonų skaičiaus tašką.

dažniui. Kaip buvo minėta 1.1 skyriuje, neigiamuose vienašiuose kristaluose galimos dviejų tipų sąveikos: I tipo sąveikos metu generuojamos PF poliarizacija (o) yra statmena kaupinimo bangų poliarizacijai (e), II tipo atveju sukuriama abiejų poliarizacijų (o ir e) PF bangos. Taigi, nesunku susieti, kad poliarizacinis kaupinimo pluošto atskyrimas atitinka I tipo sąveiką, kurios metu sąveikaujančios kaupinimo ir PF bangos yra skirtingų poliarizacijų, o atskyrimas optiniu filtru atitinka II tipo sąveiką, kurios metu kaupinimo PF bangų poliarizacijos iš dalies sutampa ir poliarizacinis pluoštų atskyrimas nebūtų galimas, nes šiuo atveju būtų šalinama viena iš dvyninio lauko dalių.

6.2 pav. (c) ir (d) pavaizduoti atitinkamai I ir II tipo kaupinimo spektrai. Juos atitinkantys detekcijos spektrai pavaizduoti (e) I tipui ir (f) II tipui. Bendruoju atveju yra laikoma, kad detekcijos spektras yra išsidėstęs simetriškai apie išsigimusio režimo dažnį $\omega_e/2$. I tipo atveju kaupinimo spektrui tolygiai plėtėjant detekcijos spektro didžiausias dažnis didėja nuosekliai kaupinimo didžiausiam dažniui, tuo tarpu mažiausias dažnis visada atitinka nulinę vertę. Detekcijos spektriniame lange (6.2 pav. (e)) verta išskirti dvi zonas: I zonoje, kuri atitinka detekcijos dažnius $< \omega_e$, dvyninius fotonus kuria visos kaupinimo komponentės. Tuo tarpu II zonoje dvyninį lauką generuoja tik ta dalis kaupinimo bangų, kurių dažnis yra didesnis už konkrečios signalinės bangos dažnį.

II sąveikos tipo atveju detekcijos spektro didžiausią dažnį riboja kaupinimo mažiausias dažnis, tad registruojama spinduliuotė, kurios dažniai yra mažesni už $\omega_e - \Delta\omega_e/2$ (6.2 pav. (f)). Pastaroji riba sukuria tam tikras spektrines optimalaus kaupinimo sąlygas. Plėtėjant kaupinimo spektriniam pločiui fotonų poras detekcijos spektriniame lange kuria tik pačio mažiausio dažnio kaupinimo komponentės. Didesnio nei $\omega_e - \Delta\omega_e/2$ dažnio kaupinimo bangos dalį pavienių fotonų sukuria kaupinimo dažnių srityje. Taigi, II detekcijos dažnių zonoje dalis sukurtų parametrinių fotonų yra pavieniai, kurių porininkai yra prarandami atliekant kaupinimo dažnių spektro filtravimą. Platinant kaupinimo spektrą vis didesnė pavienių fotonų dalis patenka į kaupinimo spektrinę sritį ir dėl to vis mažesnė registruojamų fotonų dalis yra dvyniai. Kaupinimo spektriniam pločiui viršijant $2/3\omega_e$ didžiausio kaupinimo dažnio komponentės, patenkančios į III kaupinimo zoną (6.2 pav. (d)), detekcijos spektrinėje zonoje nesukuria nė vienos fotonų dvynių poros, kadangi šie dažniai viršija detekcijos spektrinio pločio oktavą ir vi-

sų fotonų porų mažiausiai pusė fotonų patenka į kaupinimo spektrinę sritį. Dėl šios priežasties III zonoje esančios kaupinimo spektrinės komponentes nenaudinga naudoti dvyninio lauko generacijai.

Siekiant įvertinti dvyninio lauko kokybę priklausomai nuo pasirenkamų kaupinimo ir detekcijos spektrinių plokščių, buvo imtasi gana elementarios matematikos, integruojant sąveikoje dalyvaujančių bangų spektrus, suskaičiuojant registruojamas fotonų poras ir pavienius fotonus. Vienas prasmingiausių dvyninio lauko parametrų – santykinis fotonų dvynių kiekis, skaičiuojamas pagal (5.3) formulę. Šiuo atveju tiek fotonai dvyniai, tiek fotonų sutapimai turi tokią pačią prasmę. Natūralu, kad didžiausia dvyninio lauko kokybė bus tada, kai santykinis fotonų dvynių kiekis bus lygus $C = 1$, tuomet visi be išimties užregistruoti fotonai bus dvyniai. Santykiniam fotonų dvynių kiekiui esant $C = 0$ dvyninio lauko kokybė bus mažiausia – bus registruojami tik pavieniai fotonai. Remiantis šiuo sąryšiu dvyninio lauko kokybės priklausomybė nuo kaupinimo ir detekcijos spektrinių plokščių pavaizduota 6.2 pav. (g) ir (h) atitinkamai I ir II tipui. Natūralu, kad dvyninio lauko kokybė gali būti pakankamai aukšta (santykinis fotonų dvynių kiekis siekia $0,5 \div 1$) I detekcijos zonoje abiem atvejais. Tinkamai suderinus tiek detekcijos, tiek kaupinimo spektrus galima optimizuoti tiek kokybinius, tiek ir kiekybinius dvyninio lauko parametrus. Pavyzdžiui, II sąveikos tipo atveju didžiausias fotonų porų kiekis pasiekiamas kaupinimo spektriniam plokščiui esant $0,4\Delta\omega_e$ ir detekcijos – $0,6\Delta\omega_e$ (6.2 pav. (h) pažymėta žvaigždute). Šiame taške C yra lygus $0,83$. Natūralu, kad didžiausia bifotonio lauko kokybė pasiekama naudojant monochromatinę arba bent siaurajuostę kaupinimo spinduliuotę, tuo pačiu ji atveria didesnę laisvę pasirinkti detekcijos spektrines savybes išlaikant aukštos kokybės ir kiekybės dvyninį lauką. Žinoma, kiekvieną nekoherentinį šaltinį galima spektriškai nufiltruoti, paliekant siaurajuostę spinduliuotę tuo pačiu sumažinant šios spinduliuotės galią ir tuo pačiu generuojamų fotonų porų kiekį. Šiuo atžvilgiu lazerinė spinduliuotė, turinti didžiulį spektrinį skaitį, turi milžinišką pranašumą prieš nekoherentinius šaltinius.

Tiesa, verta paminėti, kad šiais teorinio modeliavimo rezultatais nederėtų akylai pasikliauti. Šie rezultatai yra labiau orientacinio pobūdžio, leidžiantys pasirinkti naudotinus kaupinimo ir detekcijos spektrinius plokščius. Šie rezultatai atskleidžia, kad aukštos kokybės dvyninio lauko formavimui gali būti naudojami visi šviesos šaltiniai, tinkamai atvaizduoti į netiesinę ter-

pę – kaupinimo komponentėms įgyvendintos fazinio sinchronizmo sąlygos. Bendruoju atveju dalis kaupinimo komponentėms detekcijos srityje generuoja pavienius fotonus, kurių porininkai sukuriama už detekcijos spektrinių ribų. Dalis kaupinimo bangų nesukuria nė vienos fotonų poros detekcijos srityje. Tokios kaupinimo komponentės neprisideda prie bendros bifotonio lauko gerovės ir mažina santykinį fotonų dvynių skaičių C . Verta paminėti, kad idealaus netiesinio kristalo žadinimas itin didelio spektrinio pločio kaupinimu gali būti dalinai realizuojamas itin plonuose kristaluose, kurių ilgis yra artimas šviesos bangos ilgiui. Tačiau, savaimė suprantama, tokiose plonose medžiagose vykstanti parametrinė sąveika yra itin neefektyvi.

Mokslinėse laboratorijose galima sukurti plačiajuostę koherentinę spinduliuotę, tačiau tokios technologijos yra itin sudėtingos. Kita vertus, balti šviesos diodai ar halogeninės lempos, kuriuos galima lengvai komerciškai įsigyti už itin mažą kainą, spinduliuoja plačiajuostę šviesą, kurios spektrinis plotis nesunkiai viršija vieną oktavą dažnių skalėje. Taip pat verta paminėti, kad naudojant nekoherentinius šaltinius yra nesudėtinga pasirinkti norimą kaupinimo ir detekcijos centrinių dažnių, erdvinį ir dažnių spektrų pločius atliekant filtravimą interferenciniais filtrais ir erdviniais filtrais, tokiais kaip 4f teleskopo ir diafragmos sistema. Kita vertus, jeigu nekoherentinę spinduliuotę stengsimės išfiltruoti iki lazerinės spinduliuotės kokybės, kaupinimo pluošto galia pasieks nulinę vertę. Tad iliuzijų sukurti aukštos kokybės dvyninį lauką, spinduliuojantį didelį fotonų porų srautą, nereikia turėti.

Apibendrinant šiame poskyryje išsakytas mintis, galima daryti išvadą, kad teorinio modeliavimo rezultatai parodo, kad nekoherentinės spinduliuotės šaltiniai gali būti sėkmingai pritaikyti didelės galios plačiajuosčio bifotonio lauko generacijai. Pasirenkant optimalias detekcijos ir kaupinimo spektrines savybes galima sukurti kompromisinių kokybinių ir kiekybinių parametrų dvyninį lauką.

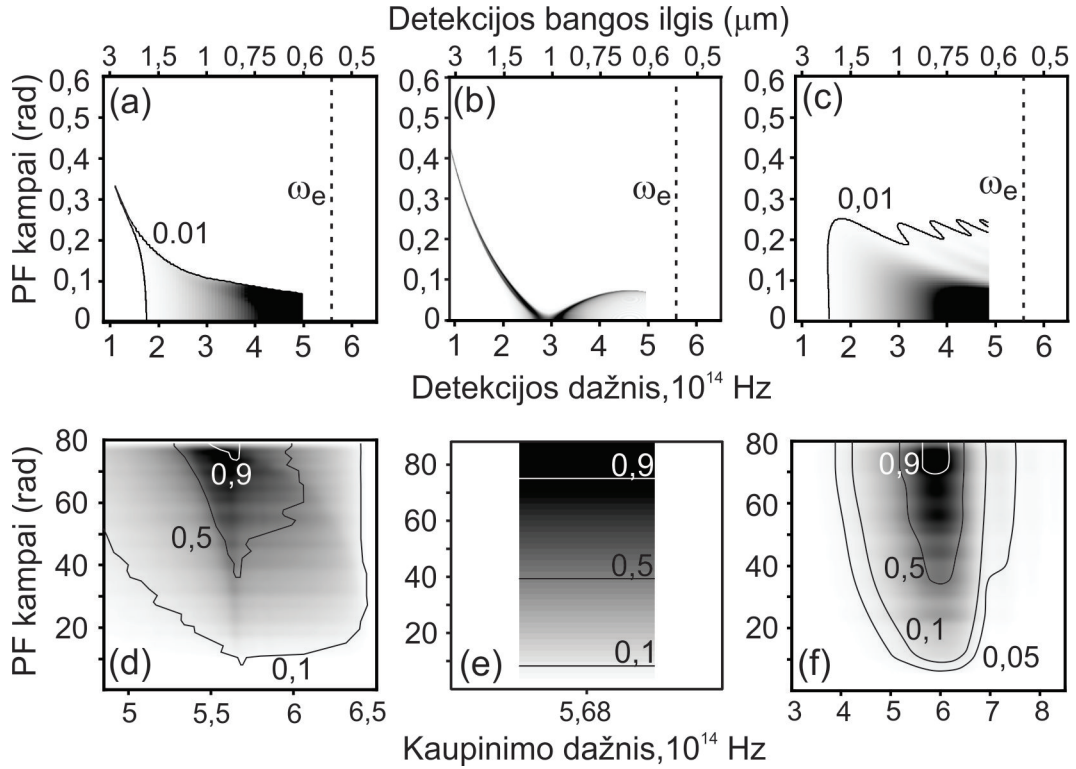
6.3 Plataus spektro parametrinės fluorescencijos žadinimo dispersinėje terpėje modeliavimas

Orientaciniai dvyninio lauko kokybiniai įvertinimai idealaus kristalo atveju yra labai naudingi, tačiau tiesioginio realaus pritaikymo neturi. Kaip

elgtūsi sąveikaujantys laukai konkrečiose medžiagose, esant tam tikroms medžiagų dispersinėms savybėms? Kokie realūs nekoherentine ir lazerine spinduliuote žadinamų dvyninių laukų skirtumai? Šie smalsūs klausimai veda prie išsamesnio teorinio dvyninių laukų tyrinėjimo. Siekdami rasti atsakymus į šiuos aktualius klausimus ėmėmės tirti plačiajuosčiu nekoherentiniu kaupinimu LiNbO₃ kristale žadinamo dvyninio lauko savybes. Buvo iširti trys skirtingi atvejai (6.3 pav.): kaupinant tiek erdvinių, tiek ir dažnių spektre vienalyčio galios skirstinio nekoherentine spinduliuote 1 mm (6.3 pav. (a)) ir 10 μm (6.3 pav. (c)) ilgio LiNbO₃ kristalą bei 1 mm ilgio LiNbO₃ kristalą kaupinant tolygaus erdvinių dažnių galios skirstinio monochromatine spinduliuote. 6.3 pav. pavaizduoti bifotonų tankio pasiskirstymai tiek detekcijos (a-c), tiek ir kaupinimo (d-f) erdvinių bei dažnių spektro erdvėje. Kaip bifotonų tankis šiuo atveju yra vaizduojamas parametrinių bangų skaičių (k_s ir k_i) tankis. Kaip jau buvo minėta anksčiau, parametrinių bangų skaičiai tarpusavyje susiję fazinio sinchronizmo sąlygomis: $k_p = k_s + k_i$, kur k_p yra kaupinimo bangos skaičius. 6.3 pav. (a-c) vertikalioje ašyje yra atidėtos bifotonų sklidimo kryptys LiNbO₃ kristalo, kuris orientuotas 90° sinchronizmu, atžvilgiu.

Fotonų porų tankio žemėlapiai atskleidžia įvairių prasmių. Visų pirma, jie parodo, kuri kaupinimo spektro sritis yra labiausiai atsakinga už bifotonų porų generaciją (6.3 pav. (d-f)). Antra, galima pastebėti, kad net ir esant siauram bifotonų spektriniam diapazonui jie gali užimti gana plačią erdvės sritį. Tai ypač pastebima nekoherentinio kaupinimo atveju (6.3 pav. (a) ir (c)). Kita vertus, net jei naudojame koherentinę spinduliuotę (6.3 pav. (b)), bifotonai gali užimti labai platų spektrinį diapazoną, tačiau atskiros spektrinės bifotonų komponentės yra lokalizuotos tam tikromis sklidimo kristale kryptimis. Fotonų porų erdvinis išsidėstymas turėtų būti ypatingai svarbus, kai nagrinėjame pačio bifotonų lauko transformaciją, pavyzdžiui antrosios harmonikos generaciją [20]. Bifotonai, žadinti koherentine spinduliuote, išlaiko koherentinį tarpusavio sąryšį ir antrosios harmonikos generavimo atveju vėl galėtume gauti kryptingą spinduliuotę, atstatyti kaupinimo pluoštą. Tuo tarpu nekoherentine spinduliuote žadinamo dvyninio lauko antrosios harmonikos generavimas suteikia gerokai platesnes derinimo galimybes siekiant atstatyti arba naujai suformuoti erdvines antrosios harmonikos pluošto savybes.

Teoriniam modeliavimui buvo pasirinktas $\omega_e = 5.68 \cdot 10^{14}$ Hz (527,8 nm)



6.3 pav.: Erdvinis bifotonų pasiskirstymo tankis detekcijos spektre (a-c). Suminio bifotonų lauko pasiskirstymo tankis kaupinimo erdviniam ir dažnių spektre (d-f). Teorinis modeliavimas atliktas nekoherentine spinduliuote, kurios centrinis dažnis $\omega_e = 5,68 \cdot 10^{14}$ Hz, kaupinant 1 mm (a, d) ir 10 μm (c, f) ilgio LiNbO₃ kristalą bei monochromatine plokščiąja banga kaupinant 1 mm ilgio LiNbO₃ kristalą. Kontūro linijos su atitinkamais skaičiais žymi zonas, kuriose yra vienodas bifotonų tankis lyginant su maksimalia bifotonų tankio verte.

centrinis kaupinimo dažnis, LiNbO₃ kristale kambario temperatūroje atitinkantis išsigimusį fazinį 90° sinchronizmą. Šį specifinį sinchronizmą patogiu pasirinkti dėl simetrinių fazinio sinchronizo sąlygų kaupinimo pluošto atžvilgiu sudarymo bei pranykstančio e poliarizacijos kaupinimo bangų nunešimo. Kaupinimo ir detekcijos spektrai buvo pasirinkti tokie, kad atitiktų II tipo sąveikos I detekcijos zoną (6.2 pav. (f)). Kaupinimo pluošto galia lygi 1 μW , spektrinis plotis lygus $\Delta\omega_e = 0,29\omega_e$ (atitinka 461 – 617 nm spinduliuotę) ir pats pluoštas tolygiai užpildo $\pm 0,087$ rad (10° kampas kristalo išorėje) erdvinio spektro sritį. Galimybė naudoti platų nekoherentinės spinduliuotės spektrą atveria galimybę netiesinę terpę užkaupinti didele kaupinimo galia ir tuo pačiu tikėtis didesnės dvyninio lauko išeišgos. Didžiausią kaupinimo dažnį riboja fazinio sinchronizmo neįgyvendinimas detekcijos spektrinėje srityje, kuri plyti mažesniuose dažniuose nei mažiausias kaupinimo dažnis. Būtent didžiausias fazinio sinchronizmo sąlygų leistinas kaupinimo dažnis

ir apsprendžia kaupinimo spektrinį plotį. Kaip minėta, detekcijos spektro didžiausias dažnis atitinka kaupinimo mažiausią dažnį ir mūsų atveju detekcijos spektro plotis yra $\Delta\omega_d = 0,71\omega_e$ (atitinka 617 – 3640 nm). Detekcijos spektras buvo pasirinktas simetriškai išplitęs nuo išsigimusios režimo dažnio, tikintis didžiausios dvyninio lauko kokybės. Taip pat tiek kaupinimo, tiek detekcijos spektrai buvo pasirinkti tokie, kad būtų LiNbO₃ kristalo pralaidumo srityje.

Bifotonų erdvinį išsidėstymą lemia netiesinės terpės dispersinės savybės. Energetinis keitimo koeficientas, lygus sukurtų bifotonų ir kaupinimo fotonų santykiui, yra $\eta = 1 \cdot 10^{-8}$. Dvyniniai fotonai nėra išsidėstę tolygiai detekcijos erdvėje (6.3 pav. (a)). Trumpųjų bangų srityje dominuoja ašinė spinduliuotė, kuri, didėjant bangos ilgiui, pereina į kūginę spinduliuotę. Tiesą pasakius, nekoherentinė spinduliuotė mūsų tiriamomis sąlygomis leidžia pasiekti neįtikėtinais aukštą santykinį fotonų dvynių kiekį ($C=0,95$). Šis kiekis yra netgi didesnis nei santykinis fotonų dvynių kiekis idealaus kristalo atveju ($C=0,90$, 6.2 pav.). Kokios gi yra aukšto santykinio fotonų dvynių kiekio priežastys? Mažo dažnio kaupinimo komponentės, esančios prie detekcijos spektrinio lango turėtų generuoti fotonų poras visame detekcijos spektre. Tokiu atveju, šioms kaupinimo komponentėms generuojant didžiausio dažnio signalines bangas jų dvyninės skirtuminės bangos patektų už detekcijos ribų. Tokiu atveju, dalis mažo kaupinimo dažnio bangų energijos būtų panaudota pavienių fotonų detekcijos spektre kūrimui ir dėl šios priežasties nukentėtų dvyninio lauko kokybė. Tačiau realybėje, egzistuojant medžiagos dispersinėms savybėms, signalinėms bangoms, kurių dažnis praktiškai nesiskiria arba skiriasi labai nedaug nuo kaupinimo bangų dažnio, fazinis sinchronizmas neegzistuoja. Dėl šios priežasties detekcijos spektriniame lange yra sukuriama žymiai mažesnė dalis pavienių fotonų ir bendra dvyninio lauko kokybė išauga.

6.3 pav. (b) ir (e) pavaizduoti dvyninio lauko fotonų tankiai kaupinimui naudojant koherentinę spinduliuotę, kurios galia ($1 \mu\text{W}$) ir erdvinis spektras atitinka nekoherentinės spinduliuotės atvejį (6.3 pav. (a)). Koherentinės spinduliuotės atveju energijos keitimas pakinta nežymiai ($\eta = 1,4 \cdot 10^{-8}$) tačiau bifotonų erdvinis išsidėstymas pakinta drastiškai – erdvinis spektrinis skaitis išauga, ašinę spinduliuotę iš esmės kuria tik kaupinimo dažniai, artimi centriniam dažniui. Kaupinimo dažniui tolstant nuo centrinio dažnio vis labiau pradeda reikštis bifotonų kūginė spinduliuotė. Savaimė suprantama,

bifotonų lauko kokybė, kaupinant koherentine spinduliuote, yra didžiausia ($C=1$). Kita vertus, nekoherentine spinduliuote žadinamo bifotonio lauko kokybė yra pakankamai aukšta ir mažai skiriasi nuo lazerine spinduliuote žadinamo dvyninio lauko kokybės. Didžiausias skirtumas, lyginant abu kaupinimo šaltinius yra bifotonų erdvinis išsidėstymas, kurį nulemia netiesinėje sąveikoje realizuojamų kaupinimo spektrinių juostų pločiai (6.3 pav. (d) ir (e)).

Iki šiol mūsų nagrinėtu atveju kaupinimo spektrinį plotį riboja netiesinės terpės fazinio sinchronizmo spektrinė zona. Siekiant ištirti I tipo sąveikos atvejį (6.2 pav. (e)) reikia praplėsti kaupinimo ir detekcijos spektrus praplečiant netiesinės terpės fazinio sinchronizmo juostos plotį. Tai įgyvendinama smarkiai trumpinant netiesinės terpės ilgį. Mūsų atveju I tipo netiesinę sąveiką buvo nuspręsta teoriškai tirti 10 μm ilgio LiNbO_3 kristale. Kaupinimo spektro plotį padidinome iki $\Delta\omega_e = \omega_e$ (atitinka 350 – 1055 nm spinduliuotę), didžiausią kaupinimo dažnį riboja tik netiesinės terpės sugeritis. Detekcijos spektras tuo tarpu atitinka I tipo netiesinę sąveiką. Lyginant su praeita nekoherentinės spinduliuotės kaupinimo konfigūracija, kaupinimo fotonų kiekis išaugo 3,5 karto, kadangi praplatėjo netiesinėje sąveikoje dalyvaujančio kaupinimo spektras ir visoje spektrinėje srityje kaupinimas išlaiko pastovų spektrinį skaištį. Šiuo, I tipo sąveikos atveju, kaupinimo ir detekcijos spektrus įmanoma atskirti naudojant tik idealų poliarizatorių, kadangi abudu spektrai vienas su kitu persikloja. Lyginant bifotonų spektrinį pasiskirstymą matyti, kad naudojant trumpą netiesinį kristalą spektrinis pasiskirstymas yra panašus kaip ir ilgo kristalo atveju (6.3 pav. (a)), tačiau trumpo kristalo atveju jis yra žymiai tolygesnis (6.3 pav. (c)). Dvyninio lauko kokybė I tipo atveju išlieka pakankamai aukšta ($C=0,85$) ir 1,19 karto viršija kokybę, kurios buvo tikimasi idealaus kristalo atveju. Lyginant bendrą dvyninių fotonų kiekį yra savaimė suprantama, kad 10 μm ilgio LiNbO_3 kristalo atveju jis yra 67 kartus mažesnis nei 1 mm kristalo ilgio atveju. 6.3 pav. (f) matyti, kad dvyninio lauko formavime dalyvauja kaupinimo bangos iš žymiai platesnės dažnių srities nei 6.3 pav. (d) atveju. Efektyvioj netiesinėj sąveikoj dalyvauja netgi tos kaupinimo komponentės, kurios patenka į detekcijos dažnių sritį.

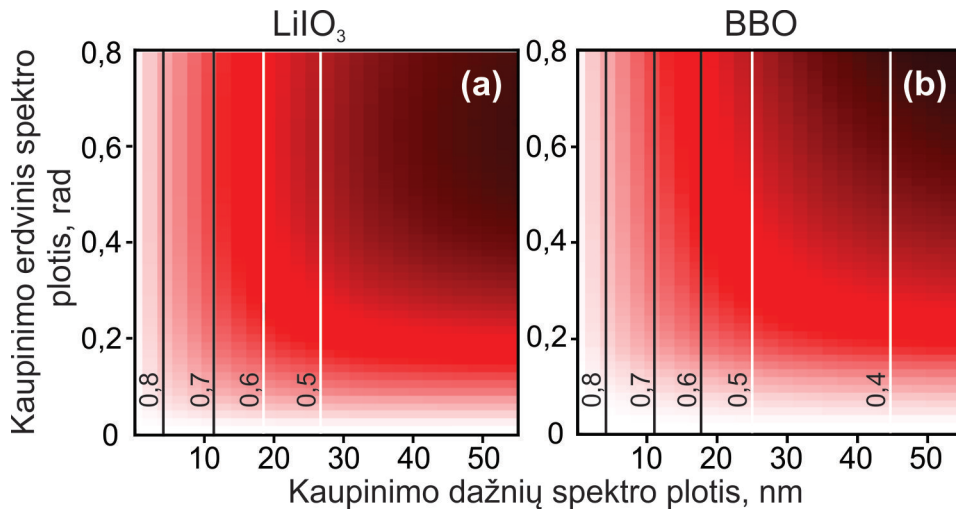
Plačiau juosčiu nekoherentiniu kaupinimu žadinamo dvyninio lauko erdviniai skirstiniai rodo, kad nekoherentiniai šaltiniai gali būti naudojami aukštos kokybės, prilygstančios lazerinio žadinimo dvyninio lauko kokybei,

dvyninio lauko formavimui. Kita vertus, dažnai kvantinės optikos eksperimentuose yra naudojami siaurajuosčiai detekcijos spektrai, dažniausiai formuojami interferenciniais filtrais. Siekiant išlaikyti aukštą fotonų sutapimų kokybę yra būtina, kad kaupinimo spektras būtų neplatesnis nei detekcijos spektras. Drastiškai siaurinti nekoherentinių šaltinių spektrus gali būti labai nuostolinga galios atžvilgiu, kadangi nekoherentinės spinduliuotės spektrą siaurinant iki lazerinės spinduliuotės spektrinio pločio kaupinimo galia, dėl mažo nekoherentinių šaltinių spektrinio skaisčio, smarkiai artėja prie nulinių verčių. Kai kaupinimo spektrinis plotis yra gerokai siauresnis nei detekcijos spektrinis plotis, santykinį fotonų dvynių kiekį iš esmės lemia kaupinimo spektrinis plotis. Siaurinant kaupinimo spektrą iki monochromatinės spinduliuotės, santykinis fotonų dvynių kiekis artėja prie $C=1$ vertės. Kita vertus, jeigu mes turime nekoherentinę spinduliuotę, kyla klausimas, kokią įtaką dvyninio lauko kokybei daro kaupinimo erdvinį ir dažnių spektrų siaurinimas, į kuriuos kaupinimo pluošto parametrus reiktų kreipti didesnę dėmesį, siekiant optimizuoti dvyninį lauką.

6.3.1 Bifotonio lauko optimizavimo modeliavimas keičiant kaupinimo erdvinio ir dažnių spektro plotį

Siekiant išspręsti dvyninio lauko optimizavimo klausimą, buvo imtasi ištyrinėti netiesinę terpę kaupinant šviesos diodo spinduliuote. Darome prielaidą, kad šviesos diodas skleidžia pastovią šviesos galią ploto bei dažnių vienetui. Pastaroji sąlyga realybėje gali būti įgyvendinta tik siaurame spektriniame diapazone, kadangi šviesos diodas pasižymi varpo formos spektriniu skirstiniu. Naudojant idealizuotą nekoherentinį šaltinį galime atskirai iširti, kaip dvyninis laukas reaguoja į kaupinimo dažnių spektro ir kaupinimo erdvinio spektro kitimą. Bifotonų srautas arba PF galia pirmuoju artėjimu tiesiogiai priklauso nuo kaupinimo galios. Šis dėsnis galioja tol, kol visoms kaupinimo komponentėms yra įgyvendinamos fazinio sinchronizmo sąlygos. Kaupinimo galia savo ruožtu tiesiogiai priklauso nuo kaupinimo dažnių spektro pločio ir pluošto skerspjūvio ploto bei kvadratinio dėsnio nuo erdvinio spektro pločio. Šis dėsnis yra universalus tiek koherentiniams, tiek ir nekoherentiniams šviesos šaltiniams, kurių spektrinis skaistis yra pastovus visoje nagrinėjamoje spektrinėje erdvėje. Tiesa, pagrindinis skirtumas yra tas, kad lazerinės spinduliuotės spektrinis skaistis yra keliomis eilėmis

didesnis nei nekoherentinių šaltinių.



6.4 pav.: Santykinio fotonų dvynių kiekio ir bifotonų tankio priklausomybė nuo kaupinimo erdvinio ir dažnių spektro LiIO_3 (a) ir BBO (b) kristaluose. Izolinijos ir juos atitinkantys santyčiai vaizduoja santykinį fotonų dvynių kiekį, spalvinė skalė - bifotonų tankį (balta zona - mažiausias tankis, tamsi zona - didžiausias).

Šviesos diodo spinduliuotės, kuria teoriškai žadinome PF netiesinėse terpėse, erdvinis ir dažnių spektras buvo keičiamas naudojant stačiakampio formos pralaidumo funkcijas. Netiesinė sąveika buvo tiriama dviejose medžiagose: 20 mm ilgio I tipo $\theta = 45.8^\circ$ LiIO_3 ir 8 mm ilgio II tipo $\theta = 42^\circ$ BBO kristaluose. Teoriniame modeliavime naudoto mėlyno šviesos diodo spinduliuotės spektras pasirinktas analogiškas šviesos diodui, naudotam 2.1 skyriuje aprašytame eksperimente. Detekcijos stačiakampio formos dažnių spektro plotis $\text{FWHM} = 0,052\omega_e$ (48 nm išsigimusio režimo aplinkoje) atitinka mėlyno šviesos diodų dažnių spektro plotį. Didžiausias naudotas kaupinimo erdvinis spektras buvo 0,8 rad kristalo viduje. Fotonų sutapimų tikimybės ir dvyninio lauko tankio priklausomybė nuo kaupinimo spektrinių savybių yra labai panaši abiejų kristalų atveju (6.4 pav.). Fotonų sutapimų tikimybės kitimas paveikslė pavaizduotas izolinijomis, kurios vaizduoja erdvės sritis, kuriose atitinkama tikimybė yra vienoda. Matome, kad fotonų sutapimų tikimybė visiškai nepriklauso nuo kaupinimo erdvinio spektro ir priklauso tik nuo kaupinimo dažnių spektro pločio. Šis rezultatas nestebina, kadangi visos kaupinimo erdvinės komponentės mūsų nagrinėjamomis sąlygomis turi fazinį sinchronizmą abiejuose kristaluose. Dvyninių fotonų tankį 6.4 pav. atitinka spalvinė koduotė: šviesi zona atitinka minimalų bifotonų tankį, tuo tarpu tamsiai raudona zona – maksimalų. Didžiausias dvyninių

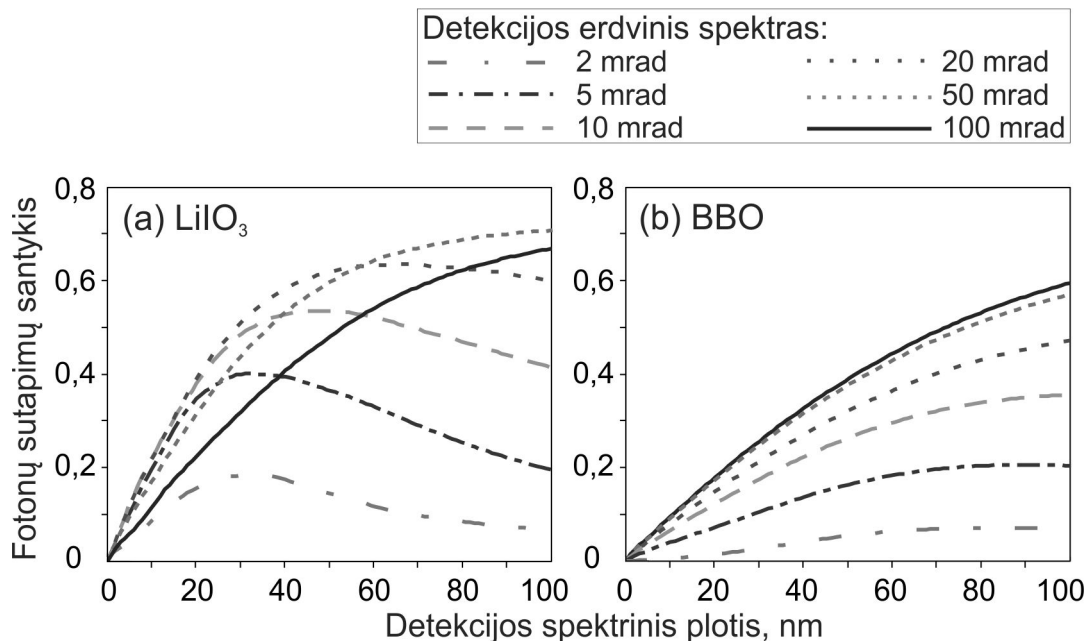
fotonų tankis, tuo pačiu ir mažiausia fotonų sutapimų tikimybė pasiekama naudojant plačiausio dažnių spektro kaupinimo spinduliuotę, kuri atitinka nemodifikuoto šviesos diodo spektrą. Dvyninių fotonų tankis yra pats mažiausias siauriausio spektro kaupinimo spinduliuotei. Tai aiškinama tuo, kad PF fotonai sukuriama gerokai platesnėje erdvės srityje nei išsidėsčiusi kaupinimo spinduliuotė. Kaupinimo galia, tuo pačiu ir dvyninių fotonų tankis didėja plėtėjant tiek kaupinimo erdviniam, tiek dažnių spektrui, nepasiekiamas nei lokalus maksimumas, nei įsisotinimas kaupinimo spektras artėjant prie ribinių verčių. Taigi, dvyninių fotonų tankio atžvilgiu nėra konkretaus optimalaus parametrų taško. Dar vienas įdomus pastebėjimas yra tai, kad PF erdvinis spektras plėtėja žymiai lėčiau nei kaupinimo erdvinis spektras – dvyniniai fotonai yra linę lokalizuotis kryptimis, kurias nulemia fazinis sinchronizmas. Šiuo atveju galima teigti, kad jeigu yra siekiama padidinti dvyninio lauko tankį, patartina didinti kaupinimo erdvinį spektrą išlaikant tą patį kaupinimo dažnių spektrą. Tokiu atveju turėtų išlikti pastovi fotonų sutapimų tikimybė, jeigu registruojama platesnė erdvės sritis nei bifotonų erdvinis išsibarstymas.

Šiame skyriuje naudotas teorinis modelis tinka tiek koherentinei, tiek ir nekoherentinei spinduliuotei. Analogiški rezultatai būtų gauti naudojant plačiąjuostę lazerinę spinduliuotę, su sąlyga, kad nepasireiškia kiti papildomi netiesiniai procesai, kadangi lazerinė spinduliuotė pasižymi dideliu spektriniu skaisčiu. Savo ruožtu fotonų sutapimų tikimybė proporcinga detekcijos ir kaupinimo spektrinių plokčių santykiui. Platus detekcijos spektras ir siauras kaupinimo spektras būtų siekinys norint optimizuoti santykinį fotonų dvynių kiekį.

6.4 Dvyninio lauko, kaupinamo nekoherentine spinduliuote, fotonų sutapimų ribotos apertūros detekcijos kanaluose teorinis tyrimas

Praeitame skyrelyje šnekėjome apie fotonų sutapimų tikimybę tuo atveju, kai detekcijos erdvės sritis yra žymiai didesnė už dvyninio lauko spinduliuotės užimamą kampų sritį. Realybėje, atliekant fotonų sutapimų eksperi-

mentos, detekcijos kanaluose yra registruojami dvyniai fotonai sklindantys siauroje kampų srityje lyginant su plačią erdvę užimančiu bifotoniu lauku. Imkimės teoriškai įvertinti, kokių fotonų sutapimų srautų galima būtų tikėtis esant įvairioms detekcijos kanalų charakteristikoms – esant skirtingiems detekcijos erdviniams ir dažnių spektrams. Šių savybių įvertinimui pasirinkime šviesos šaltinį, kuris buvo naudojamas 2.1 skyriuje aprašytame eksperimente – mėlyną šviesos diodą, kurio centrinis bangos ilgis yra 456 nm, spektrinis juostos plotis (FWHM) – 24 nm, erdvinio spektro, kuris yra stačiakampio formos, plotis – 19 mrad. Dvyninis laukas yra žadinamas I tipo $\theta = 37,1^\circ$ LiIO_3 ir II tipo $\theta = 40,9^\circ$ BBO kristaluose. Teoriniame modelyje detekcijos erdvės sritis pasirenkama naudojant detektorių erdvės kaukes, kurių poziciją ir diametrą nesudėtinga keisti. Šis teorinis modelis turėtų gana tiksliai atitikti eksperimentinę sistemą, kurioje detekcijos kryptčiai nejautri apvali diafragma būtų patalpinta lęšio, skirto atvaizduoti dvyninį lauką į detektorių, židinyje. Šiuo atveju diafragmos diametras lemia detekcijos erdvinį spektrą. Detekcijos kanalai LiIO_3 atveju išdėstyti simetriškai priešingose pusėse nuo kaupinimo pluošto nekritinėje φ plokštumoje (5.1 pav. (a)), tuo tarpu BBO atveju detekcijos kanalai lokalizuoti erdvės taškuose, kuriuose susikerta o ir e poliarizacijų kūgiai (5.1 pav. (b)).



6.5 pav.: Fotonų sutapimų santykio priklausomybė nuo detekcijos erdvinio ir dažnių spektro I tipo LiIO_3 (a) ir II tipo BBO (b) kristaluose.

Pavieniai fotonai ir fotonų sutapimai skaičiuojami taikant atitinkamai

(6.1) ir (6.2) formules. Yra laikoma, kad atvaizduojantysis lęšis neturi jokios įtakos dvyniniam laukui – tarsi naudotumėme idealų plonąjį lęšį. Taip pat laikoma, kad neegzistuoja jokie optiniai nuostoliai detekcijos sistemoje – turime idealiai skaidrius optinius elementus ir 100% kvantinio efektyvumo detektorius. Teorinio modeliavimo rezultatai (6.5 pav.) atskleidžia, kad realiomis eksperimentinėmis sąlygomis galima tikėtis gana aukšto santykinio fotonų sutapimų kiekio. Teoriniuose skaičiavimuose naudojamos dešimčių miliradianų apertūros nesunkiai gali būti realizuojamos eksperimentiškai naudojant 100 μm dydžio detektorius ir standartinius optinius elementus.

LiIO_3 kristalo atveju (6.5 pav. (a)) 5-50 nm detekcijos spektrinio pločio srityje buvo stebėtas fotonų sutapimų santykio didėjimas platinant detekcijos erdvinį spektrą (2-20 mrad), tačiau dar didesnėms detekcijos erdvinio spektrinio pločio vertėms šis santykis ėmė mažėti. Įdomu tai, kad šiuo atveju yra gaunamas netgi didesnis fotonų sutapimų santykis nei buvo tikimasi idealizuoto kristalo atveju. 2-20 mrad erdvinio spektrinio pločio srityje stebimas lokalus fotonų sutapimų santykio maksimumas detekcijos dažnių spektrinio pločio atžvilgiu. Platesnių detekcijos erdvinių spektrų atveju fotonų sutapimų santykis įsisotina. Didelį fotonų sutapimų santykį lemia LiIO_3 kristalo dispersinės savybės, kadangi PF sklidimo kryptys yra griežtai išreikštos kaupinimo bangų ilgių atžvilgiu (3.2 pav. (b)). Mažo diametro diafragmos surenka bifotonus, kuriuos generuoja kaupinimo komponentės iš ganėtinai siauros spektrinės srities. Pvz., ± 50 mrad kryptimi nuo kaupinimo pluošto mūsų nagrinėjamu atveju sklinda bifotonai, kuriuos generuoja 445-460 nm spektrinėje srityje esančios kaupinimo bangos (3.2 pav. (b)). Naudojant mažas diafragmas efektyvusis kaupinimo koherentiškumas yra didesnis, kadangi sąveikoje dalyvauja mažesnis kaupinimo bangų kiekis. Tuo pačiu, fotonų sutapimų santykis, kurį lemia efektyvusis kaupinimo spektro pločio ir detekcijos spektro pločio santykis, taip pat yra didesnis.

Palyginkime šiuos rezultatus su teorinio modeliavimo rezultatais naudojant idealų kristalą (6.2 pav.). Abiejų kristalų atveju naudojant plačiausią detekcijos erdvę, kai erdvinės detekcijos savybės turi minimalią įtaką, visiems detekcijos dažnių spektriniam pločiams fotonų sutapimų rezultatai yra panašūs į rezultatus idealaus kristalo atveju. Tiek idealizuoto, tiek ir realaus kristalo atveju rezultatai kokybiškai atitinka, didžiausias neatitikimas LiIO_3 kristalo atveju siekia 15%, BBO - 24%, naudojant 100 mrad erdvinio spektrinio pločio ir 100 nm dažnių spektrinio pločio detekcijos sis-

temą. Nedidelį rezultatų neatitikimą daugiausia lemia kaupinimo dažnių spektras. Eksperimentinėmis sąlygomis jis buvo varpo formos, tuo tarpu idealaus kristalo atveju skaičiavimams buvo naudojamas tolygaus spektrinio skaisčio kaupinimo pluoštas. Verta atkreipti dėmesį, kad fotonų sutapimų rezultatai LiIO_3 ir BBO kristalų atvejais, naudojant 100 mrad erdvinio spektrinio pločio detekciją yra panašūs tarpusavyje ir panašūs į rezultatus idealiaame kristale. Rezultatai panašūs, kadangi kaupinimo erdvinis ir dažnių spektrai yra pakankamai siauri, kad nesusidarytų jokie ribojimai fazinio sinchronizmo įgyvendinimui, o registruojama erdvės sritis yra gerokai didesnė nei radialinis bifotonų išsibarstymas, todėl ji didesnės įtakos fotonų sutapimų santykiui neturi.

Teorinis fotonų sutapimų dviejuose ribotos apertūros detekcijos kanaluose modeliavimas atskleidžia, kad kaupinimui naudojant realių spektrinių savybių mėlyną šviesos diodą pasiekiami pakankamai aukšti fotonų sutapimų rezultatai (iki 70%), kad nekoherentiniai šaltiniai savo kuriamo dvifotonio lauko kokybe galėtų drąsiai varžytis su lazerine spinduliuote, kurios kuriamo dvifotonio lauko fotonų sutapimų kokybė nagrinėtomis detekcijos sąlygomis turėtų būti artima 100%. Siekiant naudotąjį modelį taikyti realių eksperimentinių sąlygų modeliavimui reikėtų papildomai atsižvelgti į realius nuostolius detekcijos sistemoje, kvantinį detektoriaus efektyvumą, kaupinimo pluošto užimamos erdvės (pluošto diametro) įtaką fotonų porų generavimui, kaupinimo e poliarizacijos bangų nunešimą netiesinėje $\chi^{(2)}$ terpėje ir pan.

6.5 Eksperimentinių dvyninio lauko fotonų sutapimų rezultatų teorinis modeliavimas

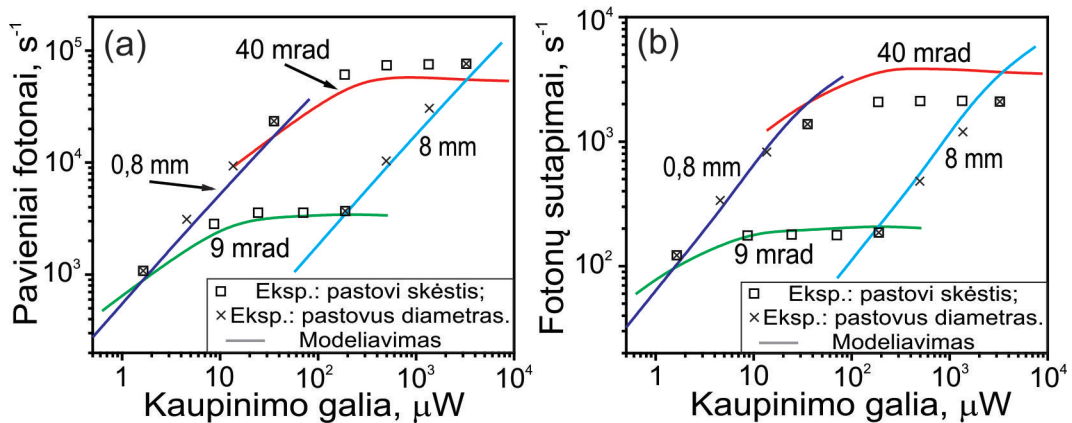
Sukauptą dvyninio lauko kokybės teorinio modeliavimo patirtį galima pritaikyti realių eksperimentinių rezultatų, pateiktų 5.4, 5.5 ir 5.6 skyriuose, analizei. Fotonų sutapimų teoriniam modeliavimui bus taikoma metodika, aprašyta 6.1 skyriuje. Pavieniai fotonai skaičiuojami remiantis (6.1) ir (6.4) formulėmis, fotonų sutapimai – (6.2) ir (6.5) formulėmis. Teoriniame modelyje stengiamasi kuo tiksliau atkartoti eksperimentines sąlygas: įskaitomi tokie faktoriai, kaip kaupinimo pluošto erdviniai matmenys, kaupinimo pluošto nunešimas netiesinėje terpėje, detekcijos sistemos pralaidumas ir pan. Kadangi negalima tiksliai atkartoti atvaizduojamos detekcijos kana-

luose erdvės srityse, yra laikoma, kad detektorių erdvinis spektras yra stačiakampio formos – visos bangos, patenkančios į šviesolaidžio skaitmeninę apertūrą ir esančios detekcijos sistemos pralaidumo spektre, yra detektuojamos.

6.5.1 Kaupinimo pluošto spektrinių savybių įtaka dvyninio lauko kokybei

Vienas svarbiausių eksperimentinių rezultatų – pavienių fotonų ir fotonų sutapimų priklausomybė nuo kaupinimo erdvinio spektrinio pločio ir pluošto diametro. Teorinio modeliavimo rezultatai kokybiškai atkartoja eksperimentines tendencijas (6.6 pav.). Teoriniai skaičiavimai atlikti visiems eksperimente naudotiems kaupinimo parametrams, tačiau aiškumo dėlei paveiksluose buvo pasirinkta vaizduoti tik ribinių (didžiausių ir mažiausių) kaupinimo parametrų rezultatus. Nagrinėjant užregistruotus teorinius rezultatus galima tik atkartoti 5.4 skyriuje aprašytas tendencijas. Pavieniai fotonai auga kvadratiškai dėsniu nuo kaupinimo erdvinio spektrinio pločio (6.6 pav. (a) violetine kreive žymimi taškai, kurie atitinka erdvinio spektro didėjimą esant pastoviam 0,8 mm pluošto diametru, mėlyna kreivė – 8 mm pluošto diametru), kadangi tuo pačiu kvadratiškai dėsniu nuo erdvinio spektrinio pločio auga ir kaupinimo galia. Teorinio modeliavimo pavienių fotonų kiekis auga ir įsisotina didėjant kaupinimo pluošto diametru (6.6 pav. (a) žalia kreivė atitinka pastovaus 9 mrad erdvinio spektrinio pločio kaupinimą, raudona kreivė – 40 mrad). Lygiai tokios pačios tendencijos keičiantis kaupinimo erdviniams parametrams stebimos ir fotonų sutapimų teoriniuose rezultatuose (įvairių spalvų kreivės (6.6 pav. (b))).

Lyginant 6.6 pav. esančius teorinio modeliavimo rezultatus su eksperimentiniais (\times žymi pastovų kaupinimo diametru, \square - erdvinį spektrinį plotį) matyti, kad kokybiškai šie rezultatai tarpusavyje sutampa. Nedideli kiekybiniai skirtumai pasireiškia naudojant plačiausio diametro kaupinimo pluoštą. Šie skirtumai galėtų būti susiję su nekorektišku geometrinio faktoriaus įvertinimu tiek pavienių fotonų, tiek fotonų sutapimų atvejais laikantis teorinių prielaidų, išsakytų 6.1.1 skyriuje. Didžiausia iššūkis teoriniame modelyje yra teisingai įvertinti į detekcijos kanalus atvaizduojamas netiesinės sąveikos erdvines sritys. Teoriniame modelyje yra laikoma, kad į detektorių yra atvaizduojamos griežtai visos dvyninio lauko komponentės, patenkan-

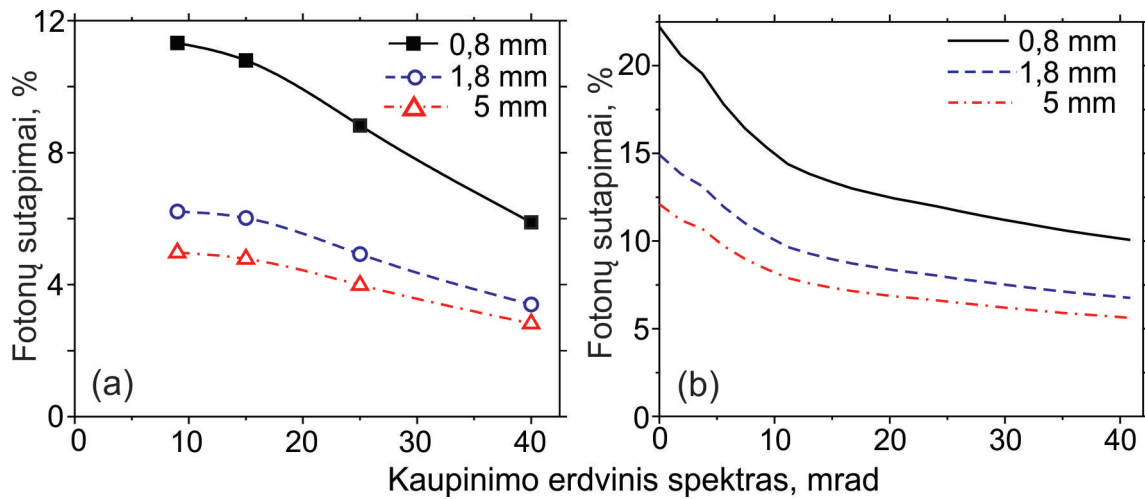


6.6 pav.: Pavienių fotonų (a) ir fotonų sutapimų (b) srauto priklausomybė nuo kaupinimo pluošto diametro ir erdvinio spektro. Eksperimentiniai taškai žymi matavimų, atliktų su skirtingo kaupinimo erdvinio spektro pločiais (9, 15, 25 ir 40 mrad) ir esant pastoviam kaupinimo pluošto diametru (×) bei esant skirtingam kaupinimo pluošto diametru (0,8, 1,8, 3, 5 ir 8 mm) ir esant pastoviam kaupinimo erdviniam spektro pločiui (□), rezultatus. Ištininės kreivės žymi teorinio modeliavimo rezultatus, esant pastoviam atitinkamam kaupinimo pluošto parametru.

čios į atvaizduojančiojo lęšio ir šviesolaidžio skaitmenines apertūras, ir nepatenka nė viena komponentė, esanti už šių skaitmeninių apertūrų ribų. Taip pat yra laikoma, kad idealiai atvaizduojamos sritys, esančios tiek kristalo pradžioje, tiek ir gale, nors realybėje atvaizduojantysis lęšis yra pastatytas tokiu atstumu, kad jo židiny yra tiksliai netiesinės terpės centre. Dėl šių ir kitų faktorių, kuriuos sudėtinga įvertinti teoriniuose skaičiavimuose, ir atsiranda kiekybiniai neatitikimai tarp teorijos ir eksperimento.

Eksperimentinėmis sąlygomis buvo užregistruotas pakankamai didelis fotonų sutapimų kiekis (120 – 2100 sutapimų per sekundę). Tačiau kvantinės optikos eksperimentuose ne vien fotonų sutapimų kiekis yra svarbus parametras. Turint dvyninių fotonų šaltinį svarbu žinoti, kokią dalį visų registruotų fotonų sudaro fotonų sutapimai. Šiuo tikslu buvo eksperimentiškai ištirta santykinio fotonų sutapimų kiekio priklausomybė nuo kaupinimo erdvinio spektrinio pločio naudojant skirtingo diametro (0,8, 1,8 ir 5 mm) pluoštus (6.7 pav. (a)). Pateiktame paveiksle matyti, kad santykinis fotonų sutapimų kiekis mažėja plėtėjant kaupinimo erdviniam spektrui. Atlikti teoriniai skaičiavimai parodė, kad šis mažėjimas susijęs su fotonų dvynių išsibarstymu detekcijos kanalų atžvilgiu. Kai kaupinimo erdvinis spektras siauras, visos kaupinimo komponentės, kuriančios dvyninį lauką, yra lokalizuotos mažoje erdvinėse kampų dalyje. Parametrinės sąveikos metu sukuriama dvyninis laukas taip pat yra pasiskirstęs siauroje erdvėje.

Dėl šios priežasties, didžioji dalis fotonų dvynių patenka į detekcijos kanalus. Platėjant kaupinimo erdviniam spektrui kaupinimo komponentės, nutolusios nuo centrinės kaupinimo sklidimo ašies, savo sklidimo kryptimis kuria dvyninės šviesos kūgius, kurie natūraliai yra erdviškai nukrypę nuo centrinės detekcijos ašies, simetriškai kurios yra išdėstyti detekcijos kanalai. Dėl šios priežasties didesniais kampais sklindančių kaupinimo komponentių kuriamos fotonų poros nėra efektyviai registruojamos – arba nepatenka nė vienas poros fotonas, arba patenka tik vienas. Dėl to neadekvačiai fotonų poroms daugėja registruojamų pavienių fotonų ir mažėja santykinis fotonų sutapimų kiekis. Šis mažėjimas ypač ryškus didelių kaupinimo pluošto skėsties kampų (25, 40 mrad) atveju.



6.7 pav.: Fotonų sutapimų santykio priklausomybė nuo kaupinimo skėsties trims skirtingo diametro kaupinimo pluoštams: 0,8 mm (juodi kvadratai ir ištisinė kreivė), 1,8 mm (mėlyni apskritimai ir brūkšninė kreivė) ir 5 mm (raudoni trikampiai ir taškuota brūkšninė kreivė): (a) eksperimentiniai rezultatai kaupinant šviesos diodu, (b) - teorinio modeliavimo rezultatai kaupinant plokščiąja monochromatine banga.

Lygiai tokios pačios santykinio fotonų sutapimų kiekio priklausomybės nuo kaupinimo erdvinio spektro tendencijos matomos ir naudojant skirtingo diametro kaupinimo pluoštus (6.7 pav. (a)). Platėjant kaupinimo pluoštui mažėja santykinis fotonų sutapimų kiekis. Tai ryškiausiai matoma esant mažiems kaupinimo diametrams (0,8 ir 1,8 mm), tuo tarpu didelių diametrų vertėms santykinis fotonų sutapimų kiekis įsisotina. Nebėra esminio kiekybinio skirtumo tarp rezultatų, užfiksuotų naudojant 5 ir 8 mm pločio pluoštus, todėl vaizdumo dėlei 6.7 pav. 8 mm diametro pluošto rezultatai neįtraukti. Teorinio modeliavimo rezultatai remiantis geometriniais faktoriais-

mi, nagrinėjančiu kaupinimo ir registruojamų pluoštų geometriją, atskleidė, kad šios savybės yra tiesiogiai susijusios su sąveikos erdvės atvaizdavimu į detekcijos kanalus. Eksperimentinėmis sąlygomis į detektorius atvaizduojamos erdvės netiesinėje terpėje sąsmauka yra lygi 1,05 mm. Kaip jau minėta anksčiau, yra laikoma, kad į detektorius atvaizduojama šviesolaidžio skaitmeninės apertūros difrakciškai ribota erdvės sritis. Šios erdvės sąsmaukos plotis (1,05 mm) yra artimas mažiausių kaupinimo pluoštų diametrams, dėl šios priežasties naudojant mažiausių pluoštų diametrus (0,8 ir 1,8 mm) esmingai skiriasi erdvės dalis, atvaizduojama į detekcijos kanalus. Mažiausio diametro pluošto sąveikos erdvė yra mažesnė nei detektorių priimama erdvė, 1,8 mm diametro pluošto sąveikos erdvė jau gerokai viršija į detektorius atvaizduojamą erdvę. Verta prisiminti eksperimento schemą (6.1 pav.). Erdvės sritys, atvaizduojamos į detektorius, yra erdvėje pakrypusios kaupinimo pluošto atžvilgiu, todėl, nors ir 1,8 mm diametro atveju kaupinimo pluošto užimama erdvė turėtų būti didesnė už atvaizduojamąją erdvę, tačiau realybėje šios dvi erdvės tarpusavyje pilnai nepersikloja. Todėl dar labiau didėjant kaupinimo diametru (iki 5 mm) atvaizduojamoji erdvė dar geriau persikloja su netiesinės sąveikos erdve ir yra registruojama daugiau dvyninio lauko komponentų, kurių didžioji dalis yra pavieniai fotonai. Dėl šios priežasties ir krenta santykinis fotonų sutapimų kiekis didėjant kaupinimo pluošto diametru. Didžiausio diametro (8 mm) kaupinimo pluošto mūsų sąlygomis neapsimoka naudoti, nes jis praplečia netiesinės sąveikos erdvę į tas zonas, kurios yra toli už zonų, atvaizduojamų į detektorius – esmingai nepakinta nei pavienių fotonų, nei fotonų sutapimų registruojamas skaičius.

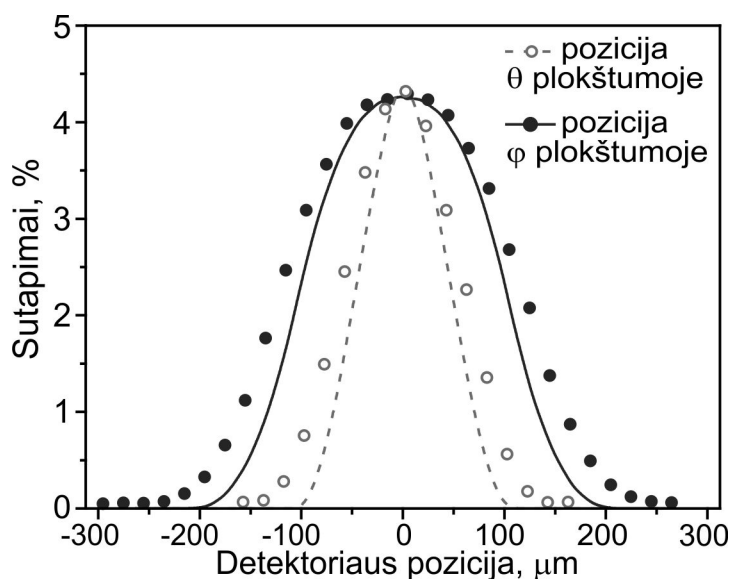
Siekiant palyginti eksperimentiškai registruoto dvyninio lauko, kaupinamo nekoherentine spinduliuote, sąryšius su dvyninio lauko, generuojamo kaupinant lazerine spinduliuote, sąryšiais, buvo atliktas teorinis modeliavimas kaupinant monochromatine plačių erdvinių spektrų spinduliuote (6.7 pav. (b)). Teorinio modeliavimo rezultatai kokybiškai atitinka plačiajuosčio kaupinimo eksperimentinius rezultatus. Stebimos analogiškos tendencijos kaupinimo erdvinių savybių atžvilgiu. Natūralu, kad monochromatinio kaupinimo atveju pasiekiamas apie 2 kartus didesnis santykinis fotonų sutapimų kiekis, kadangi bifotonai sklinda žymiai siauresnėje detekcijos erdvės srityje. Pagrindiniai skirtumai pasireiškia mažų kaupinimo skėsties kampų (<10 mrad) atveju: monochromatiniam kaupinimui stebimas santykinio fo-

tonų sutapimo kiekio padidėjimas (6.7 pav. (b)) priešingai nei plačiajuosčio nekoherentinio kaupinimo atveju. Plačiajuosčio kaupinimo fotonų sutapimų santykį riboja būtent kaupinimo dažnių spektro plotis ir šis parametras įsisotina esant mažiems kaupinimo skėsties kampams (6.7 pav. (a)).

Dar viena svarbi teorinio modeliavimo išvada yra ta, kad santykinis fotonų sutapimų kiekis mažėja mažesniu negu antros eilės dėsnio kaupinimo erdvinio spektrinio pločio atžvilgiu. Tuo tarpu kaupinimo galia su erdvinio spektriniu pločiu yra susieta būtent antros eilės dėsnio. Peršasi natūrali išvada, kad erdvinis kaupinimo skirstinys nėra toks kritinis parametras siekiant didelio dvyninių fotonų srauto. Galima naudoti didelės skėsties nekoherentinę spinduliuotę smarkiai išlošiant dvyninių fotonų kiekį, kuris tiesiogiai priklauso nuo kaupinimo galios, nežymiai mažėjant dvyninio lauko kokybei. Tokie šviesos šaltiniai kaip šviesos diodai, kurių išspinduliuojamos šviesos galia gali siekti keletą vatų, skleidžia pakankamai tolygią spinduliuotę plačioje erdvės srityje todėl jie turi perspektyvos būti naudojami kaip didelio fotonų dvynių srauto, pasižyminčio vidutine kokybe, šaltiniai.

6.5.2 Detektoriaus pozicijos ir netiesinio kristalo orientacijos įtaka dvyninio lauko kokybei

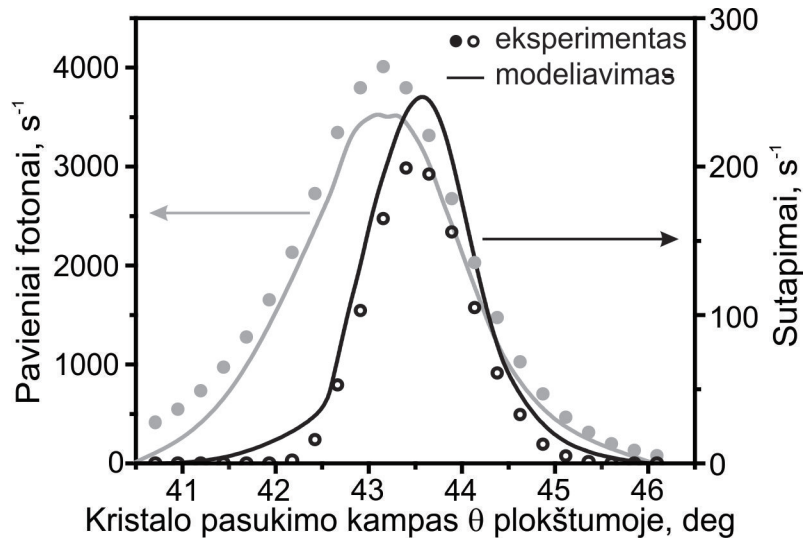
Detektoriaus erdvinės pozicijos įtaka fotonų sutapimų rezultatams teoriškai buvo tiriama tiesiogiai taikant geometrinio faktoriaus įtaką. 6.8 pav. pavaizduotos priklausomybės teoriniai rezultatai (ištiesinės ir brūkšninės kreivės) tai ne kas kita, kaip geometrinio faktoriaus kitimas, slenkant detektuojamas erdves atitinkamomis kryptimis kristalo atžvilgiu, padaugin-tas iš maksimalaus eksperimentiškai užfiksuoto santykinio fotonų sutapimų kiekio. Paveiksle matome, kad egzistuoja nedideli kiekybiniai neatitikimai tarp teorinių (ištiesinės ir brūkšninės kreivės) ir eksperimentinių (apskritimai ir rutuliukai) verčių, kurie galėtų būti susiję su nekorektiškai įvertintomis detekcijų erdvėmis, tačiau bendros tendencijos atitinka. Santykinio fotonų sutapimų kiekio priklausomybė nuo detektoriaus pozicijos gali būti tiesiogiai paaiškinama naudojantis paprasčiausia netiesinės sąveikos ir detektuojamų erdvių geometrine sankirta – fotonų sutapimų geometrinio faktoriaus (žr. (6.5) formulę). Detektuojamų erdvių pokrypis kaupinimo pluošto atžvilgiu (žr. 6.1 pav.) yra realizuotas φ plokštumoje. Tuo tarpu θ plokštumos atžvilgiu detekcijos kanalai ir kaupinimo pluoštas sklinda ta pačia kryptimi.



6.8 pav.: Fotonų sutapimų santykio priklausomybės nuo erdvinės fotonų detektoriaus padėties teoriniai (išsitiesinės kreivės) ir eksperimentiniai (apskritimai ir rutuliukai) rezultatai. Pilka brūkšninė kreivė ir pilki apskritimai - detektoriaus pozicija fazinio sinchronizmo θ plokštumoje, juoda kreivė ir juodi rutuliukai - detektoriaus pozicija φ plokštumoje.

Taigi, slenkant vieną detektorių θ plokštumoje detekcijos erdvė tiesiogiai išslinks iš fotonų sutapimų erdvės, kurios pozicija liks toje pačioje vietoje – kristalo centre, o fotonų sutapimo santykio kitimą lems detektoriaus šerdies dydis (mūsų atveju naudoto šviesolaidžio šerdies diametras - $105 \mu\text{m}$). Tuo tarpu slenkant detektorių φ plokštumoje erdvės persikloja šiek tiek sudėtingiau. Šiuo atveju detektuojama erdvės sritis taip pat pamažu išvažiuoja iš fotonų sutapimų erdvės, tačiau tuo pačiu ir slenkasi sutapimų erdvės pozicija į kristalo pradžią ir galą atitinkamai detektorių stumiant į vieną ir į kitą pusę. Dėl to, kad centrinė fotonų sutapimų erdvės dalis dreifuoja kristalo ilgyje, santykinio fotonų sutapimų kiekio priklausomybė nuo detektoriaus pozicijos φ plokštumoje yra dvigubai platesnė negu θ plokštumoje.

Pavienių fotonų ir fotonų sutapimo srauto priklausomybės nuo kristalo orientacijos teorinio tyrimo rezultatai pateikti 6.9 pav. Šiuo atveju rezultatai modeliuoti naudojant tų pačių parametrų (5 mm diametro ir 25 mrad erdvinio spektrinio pločio) kaupinimo pluoštą. Paveiksle galima matyti, kad teoriniai rezultatai (išsitiesinės kreivės) kokybiškai atitinka eksperimentinius rezultatus (apskritimai ir rutuliukai). Kiekybinis rezultatų skirtumas (mažesnis pavienių fotonų srautas ir didesnis fotonų sutapimų srautas teorinių skaičiavimų atveju) yra susijęs su anksčiau išvardintomis priežastimis – nepilnu detekcijos erdvių ir pozicijų įvertinimu ir pan. Galima pastebėti, kad



6.9 pav.: Pavienių fotonų (pilka kreivė ir pilki rutuliukai) ir fotonų sutapimų (juoda kreivė ir juodi apskritimai) srauto priklausomybė nuo LiIO_3 kristalo pasukimo kampo θ plokštumoje kaupinimo pluošto atžvilgiu. Ištinės kreivės - teorinio modeliavimo, apskritimai ir rutuliukai - eksperimentiniai rezultatai.

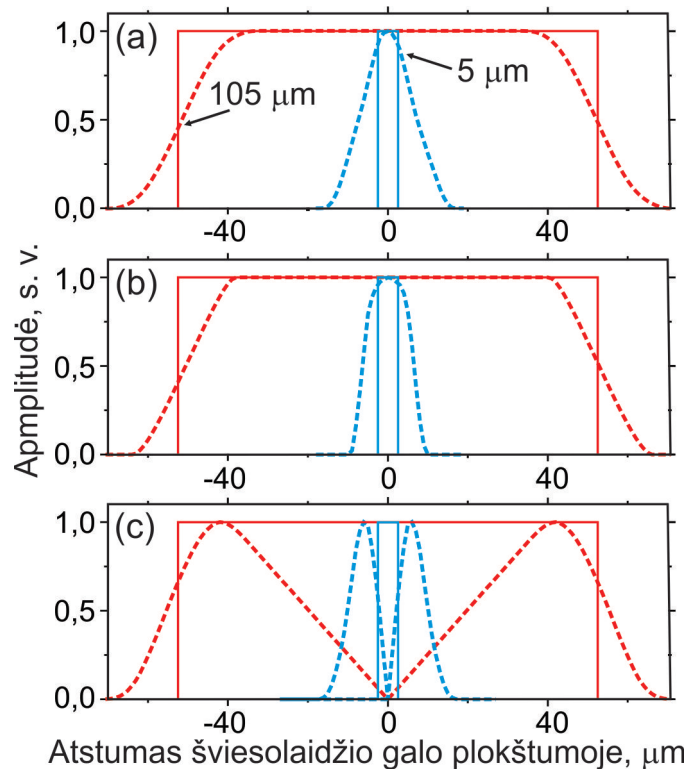
teoriškai sumodeliuotos smailinės tiek pavienių fotonų, tiek fotonų sutapimų srautų vertės kristalo kampų atžvilgiu sutampa su eksperimentinėmis vertėmis. Lygiai taip pat abiem atvejais sutampa ir šių dydžių priklausomybių nuo kristalo pasukimo kampo pločiai. Taigi, galima daryti išvadą, kad registruotų dydžių kitimą kristalo kampų atžvilgiu tiesiogiai lemia dvyninių fotonų erdvinis išsidėstymas, kurį lemia kaupinimo erdvinės ir spektrinės savybės bei netiesinės terpės dispersinės savybės.

Pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srautų priklausomybių nuo detekcijos pozicijos ir nuo kristalo pasukimo kampo teorinio modeliavimo ir eksperimentinių rezultatų kokybinis sutapimas patvirtina, kad mūsų naudojamas teorinis modelis yra teisingas ir kokybiškai bei kiekybiškai paaikšina bei aprašo dvyninio lauko erdvinės savybes kaupinimui naudojant plačiajuos- tę nekoherentinę spinduliuotę. Fotonų sutapimų santykio kitimą detekcijos pozicijos atžvilgiu lemia šviesolaidžio skersmuo ir geometrinis detektuojamų ir netiesinės sąveikos erdvių susikirtimas. Pavienių fotonų ir fotonų sutapimų srautų priklausomybę nuo kristalo pozicijos lemia kaupinimo pluošto spektrinės ir erdvinės savybės bei netiesinės terpės dispersija.

6.5.3 Fotonų sutapimų vienamodžiam ir daugiamodžiam šviesolaidžiuose rezultatų teorinis modeliavimas

Atlikus pavienių fotonų srauto matavimą, naudojant skirtingo diametro šviesolaidžius (žr. 5.6 skyrių), pavienių fotonų srauto sumažėjimas, lyginant su rezultatais, užregistruotais naudojant daugiamodžių šviesolaidžių detekciją, buvo nesunkiai paaiškintas tiesiogiai lyginant registruojamų erdvinių modų kiekį. Tačiau neadekvatus fotonų sutapimų srauto sumažėjimas ir sąlyginai nežymus dvyninio lauko kokybės padidėjimas reikalauja išsamesnės teorinės analizės. Šiuo tikslu buvo imtasi teoriškai įvertinti dvyninių fotonų srautus, patenkančius į eksperimentinėmis sąlygomis naudotų šviesolaidžių priėmimo erdvę. Teoriškai sumodeliuotas PF srautas, patenkantis į interferencinių filtrų pralaidumo sritį, buvo atvaizduotas tiek į daugiamodžio, tiek ir į vienamodžio šviesolaidžio priėmimo apertūrą. Teoriniame modelyje yra laikoma, kad šviesolaidžių priėmimo erdvinis spektras yra stačiakampio formos – patenkančių į šviesolaidžio šerdį bangos erdviškai yra griežtai apribotos šviesolaidžio skaitmeninės apertūros. Turint teoriškai sumodeliuoto dvyninio lauko galios erdvinį skirstinį, išskleistą tiek kaupinimo, tiek signalinių bangų spektrinėms dedamosioms, galima tiesiogiai įvertinti susietųjų fotonų erdvinį išsidėstymą. Šiuo tikslu buvo pasirinktos tos signalinių bangų dedamosios, kurios patenka į nagrinėjamo šviesolaidžio šerdies skerspjūvį, ir teoriškai įvertintas su šiomis signalinėmis bangomis susietųjų skirtuminių bangų erdvinis išsidėstymas tiek θ (6.6 pav. (a)), tiek ir φ plokštumose (6.6 pav. (b)) to paties šerdies diametro šviesolaidžio, esančio priešingame detekcijos kanale, atžvilgiu.

Teoriniai rezultatai atskleidžia, kad daugiamodžio šviesolaidžio, kurio šerdies diametras – $105 \mu\text{m}$, atveju susietieji fotonai yra išsidėstę praktiškai identiškai tiek θ , tiek ir φ plokštumoje, didžioji dalis susietųjų fotonų patenka į patį šviesolaidį. Tuo tarpu vienamodžio šviesolaidžio, kurio šerdies diametras – $5 \mu\text{m}$, atveju statmenose erdvės plokštumose susietųjų fotonų išsidėstymas yra asimetrinis. Fazinio sinchronizmo θ plokštumoje (6.6 pav. (a)) susietieji skirtuminiai fotonai yra paplitę didesnėje erdvės srityje nei φ plokštumoje (6.6 pav. (b)). Ši asimetrija pasireiškia dėl erdviškai nekoherentinio kaupinimo pluošto. θ plokštumoje įvairioms kaupinimo erdvinėms komponentėms pasireiškia vis kitokios fazinio sinchronizmo sąlygos,



6.10 pav.: Dvyninių fotonų tankio pasiskirstymas vienamodžiam 5 μm šerdies diametro (mėlynos kreivės) ir daugiamodžiam 105 μm šerdies diametro (raudonos kreivės) šviesolaidžiuose fazinio sinchronizmo θ (a) ir φ (b) plokštumose, (c) suminio dvyninių fotonų tankio pasiskirstymas nuo šviesolaidžio spindulio. Ištininė kreivė apibūdina šviesolaidžio priėmimo erdvę arba pavienių signalinių fotonų pasiskirstymą, brūkšninė kreivė - susietųjų skirtuminių fotonų pasiskirstymo funkcija.

tuo tarpu plokštumoje keičiantis kaupinimo komponentų sklidimo kryptis, jų fazinio sinchronizmo sąlygos išlieka tokios pačios. Fazinio sinchronizmo sąlygų asimetrija ir lemia susietųjų skirtuminių fotonų erdvinio pasiskirstymo asimetriją. Dar daugiau, vienamodžio šviesolaidžio atveju didžioji dalis susietųjų fotonų nepatenka į šviesolaidžio apertūrą (6.6 pav. mėlyna ištininė kreivė). Siekiant vaizdžiau įvertinti į šviesolaidžio apertūrą patenkančių ir nepatenkančių susietųjų fotonų kiekį, buvo suskaičiuota susietųjų fotonų erdvinio pasiskirstymo priklausomybė nuo šviesolaidžio šerdies spindulio (6.6 pav. (c)). Natūralu, kad didėjant šerdies spinduliui didėja suminis erdvės plotas ir tuo pačiu auga į nagrinėjamą erdvės sritį patenkančių susietųjų fotonų kiekis (žr. raudoną brūkšninę kreivę daugiamodžio šviesolaidžio atveju). Susietųjų fotonų srauto erdvinė priklausomybė nuo šerdies spindulio atskleidžia, kad į daugiamodžio šviesolaidžio šerdį patenka didžioji dalis susietųjų fotonų, tuo tarpu vienamodžio šviesolaidžio atveju – į šviesolaidžio šerdį patenka mažoji dalis (apie 12%) susietųjų fotonų. Tai lemia, kad

net ir naudojant vienamodžius šviesolaidžius dvyninio lauko, žadinamo nekoherentine spinduliuote, atvaizdavimui negalima tikėtis aukšto santykinio fotonų sutapimų srauto. Teoriškai naudojant vienamodžio ir daugiamodžio šviesolaidžių porą turėtų būti pasiektas 100% fotonų sutapimų santykis, tačiau realiomis eksperimentinėmis sąlygomis toli gražu nepriartėjama prie tokių verčių. Tokį žymų neatitikimą gali lemti nekolineari eksperimento geometrija, kurios geometrinis faktorius smarkiai koreguoja fotonų sutapimų rezultatus.

Bet kuriuo atveju, galima daryti neoptimistinę išvadą, kad dvyninis laukas, žadinamas nekoherentine spinduliuote nepasižymi dideliu erdvinio koherentiškumu, todėl tikslinga dvyninį lauką taikyti eksperimentuose, kuriuose detekcijos sistemose naudojami daugiamodžiai šviesolaidžiai.

6.6 Apibendrinimas

Šiame skyriuje buvo pristatomi teoriniai dvyninio lauko kokybės įvertinimai kaupinimui naudojant nekoherentinę spinduliuotę. Apžvelgiant plačiajuostės nekoherentinės spinduliuotės dvyninio lauko žadinimui taikymo perspektyvas, buvo nustatyta, kad tinkamai parinkus tiek detekcijos, tiek ir kaupinimo spektrines savybes galima pasiekti tiek kokybiniu, tiek ir kiekybiniu požiūriu optimalias sąlygas dvyninio lauko generavimui. Modeliuojant erdvinį fotonų porų išsibarstymą dispersinėje terpėje (LiNbO_3 kristale) nustatyta, kad galima sukurti dvyninį lauką kokybe prilygstantį koherentiniams šaltiniais žadinamiems dvyniniams laukams. Juo labiau, kad net ir naudojant labai placių erdvinį spektrų kaupinimo spinduliuotę, dvyninio lauko fotonai yra išsidėstę sąlyginai siauroje erdvės dalyje. Taip pat teorinis modeliavimas rodo, kad siekiant sukurti kokybišką bifotonį lauką, kaupinimo dažnių spektras turi būti neplatesnis nei detekcijos dažnių spektras, kadangi plačiajuosčio kaupinimo dažnių komponentės, nutolusios nuo centrinio dažnio, negali sukurti fotonų porų, patenkančių į detekcijos spektrą.

Teoriškai tiriant kaupinio erdvinį ir dažnių spektrinių plokčių įtaką dvyninio lauko kokybei naudojant realią šviesos diodo spinduliuotę, nustatyta, kad santykinis fotonų sutapimų kiekis iš esmės priklauso tik nuo kaupinimo dažnių spektro. Kita vertus, fotonų porų srautas tuo didesnis, kuo platesnis kaupinimo tiek erdvinis, tiek dažnių spektras. Tai lemia, kad optimalių kaupinimo pluošto parametrų, leidžiančių pasiekti ir kokybišką

bifotonį lauką, ir didelį fotonų porų tankį, parinkti neįmanoma. Teoriškai modeliuojant fotonų sutapimų eksperimentą BBO ir LiIO_3 kristaluose nustatyta, kad kaupinimui naudojant realių spektrinių savybių mėlyną šviesos diodą pasiekiami pakankamai aukšti fotonų sutapimų rezultatai (iki 70%), priklausantys nuo detekcijos erdvinio kampų.

Naudojamas teorinis modelis puikiai tinka paaiškinti realiomis eksperimentinėmis sąlygomis registruojamus rezultatus. Teoriniame modelyje atsižvelgiama į tokius parametrus kaip realūs kaupinimo erdviniai ir dažnių spektrai, optiniai nuostoliai detekcijos sistemoje, detektorių kvantinis efektyvumas, detekcijos kanalų erdvinė pozicija ir registruojamos erdvės pločiai, taip pat naudojamas eksperimentinių sąlygų geometrinis faktorius, leidžiantis įskaityti netiesinės sąveikos ir detekcijos erdvių geometriją. Detekcijai naudojant vienamodį šviesolaidį teorinis modeliavimas atskleidė, kad nekoherentiniais šaltiniais žadinamas dvyninis laukas nepasižymi erdvinio koherentiškumu. Susietųjų porų tankis vienoje erdvinėje modoje yra per mažas, kad šią spinduliuotę būtų galima taikyti preciziniuose, aukšto erdvinio koherentiškumo reikalaujančiuose eksperimentuose. Žinoma, savo spektriniu skaisčiu nekoherentiniai šaltiniai negali prilygti lazerinei spinduliuotei, tuo labiau negali prilygti ir erdvinio koherentiškumu, todėl ir PF fotonų poros pasiskirsto plačioje erdvėje. Kita vertus, kvantinės optikos eksperimentuose, kuriuose nereikia aukšto bifotonų lauko erdvinio koherentiškumo arba kur žemas koherentiškumas yra privalumas, pigūs, kompaktiški nekoherentiniai šaltiniai galėtų būti puiki alternatyva lazerinei spinduliuotei.

Išvados

- Pirmąjį ginamąjį teiginį gina ši išvada:
 1. Naudojant $0,5 \mu\text{W} - 0,53 \text{ mW}$ galios plačiajuostę 457 nm centrinio bangos ilgio mėlynos šviesos diodo spinduliuotę pirmą kartą eksperimentiškai buvo sužadinta parametrinė fluorescencija I tipo KDP ir LiIO_3 bei II tipo BBO kristaluose. Nustatyta, kad nekoherentine spinduliuote žadinamos parametrinės fluorescencijos galia tiesiškai priklauso nuo kaupinimo galios.
- Antrąjį ginamąjį teiginį gina šios išvados:
 2. Sukurta parametrinės fluorescencijos skaitmeninio modeliavimo programa, kuria galima modeliuoti parametrinės fluorescencijos erdvinis skirstinius žadinimui naudojant tiek erdviškai, tiek ir laikiškai nekoherentinę spinduliuotę. Naudojama programa galima atsižvelgti į tokius faktorius kaip kaupinimo erdvinis ir dažnių spektras, detekcijos dažnių spektras, netiesinės terpės orientacija kaupinimo pluošto atžvilgiu.
 3. Nustatyta, kad parametrinės fluorescencijos erdvinį pasiskirstymą įvairiuose kristaluose lemia individualios netiesinių terpių dispersinės savybės. I tipo KDP kristale generuojamos parametrinės fluorescencijos erdvines savybes labiausiai lemia kaupinimo pluošto erdvinis spektras – didėjant kaupinimo skėščiai ryškėja dvyninio lauko asimetrija fazinio sinchronizmo θ plokštumoje. Mažesniųjų kristalo kampų pusėje dvyninio lauko spinduliuotė yra erdviškai labiau vienalytė ir didesnio spektrinio skaisčio nei didesniųjų kristalo kampų pusėje. Tuo tarpu LiIO_3 atveju esminę įtaką turi kaupinimo dažnių spektras – plėtėjant kaupinimo

dažnių spektrui vis labiau didėja dvyninio lauko erdvinis galios išsibarstymas.

- Trečiąjį ginamąjį teiginį gina šios išvados:
 4. Naudojant $1,64 \mu\text{W} - 3,26 \text{ mW}$ galios plačiajuostę 404 nm centrinio bangos ilgio mėlynos šviesos diodo spinduliuotę pirmą kartą buvo pademonstruoti eksperimentiniai bifotonio lauko fotonų sutapimo rezultatai LiIO_3 kristale. 7 ns detekcijos languose 105 μm šerdies diametro daugiamodžiais šviesolaidžiais buvo surenkama iki 1077 pavienių fotonų/s, 122 fotonų sutapimų/s srautai. Santykinis fotonų sutapimų kiekis mažiausio diametro ir skėsties kaupinimo pluošto atveju siekė 11,5%.
 5. Nustatyta, kad nekoherentine spinduliuote kaupinamo dvyninio lauko pavienių fotonų srautas tiesiškai priklauso nuo kaupinimo galios platinant kaupinimo erdvinį spektrą, tuo tarpu didinant kaupinimo pluošto diametrą pavienių fotonų srautas smarkiai auga tik esant mažoms diametro vertėms (0,8, 1,8 mm), vėliau didinant diametrą pavienių fotonų srautas įsisotina. Fotonų sutapimų srautas iš esmės dubliuoja pavienių fotonų srauto kitimo ypatybes. Pagrindiniai skirtumai: fotonų sutapimų srautas greičiau įsisotina didinant kaupinimo pluošto diametrą, naudojant didžiausio erdvinio spektro kaupinimo pluoštą taip pat stebimas dalinis fotonų sutapimų įsisotinimas.
- Ketvirtąjį ginamąjį teiginį gina šios išvados:
 6. Teoriniai plačiajuoste nekoherentine spinduliuote žadinamo dvyninio lauko teoriniai tyrimai atskleidė, kad tinkamai parinkus tiek detekcijos, tiek ir kaupinimo spektrines savybes galima pasiekti tiek kokybiniu, tiek ir kiekybiniu požiūriu optimalias sąlygas dvyninio lauko generavimui. Modeliuojant erdvinių fotonų porų išsibarstymą dispersinėje terpėje (LiNbO_3 kristale) nustatyta, kad galima sukurti dvyninį lauką kokybe prilygstantį koherentiniams šaltiniais žadinamiems dvyniniams laukams. Juo labiau, kad net ir naudojant labai plačių erdvinių spektrų kaupinimo spinduliuotę, dvyninio lauko fotonai yra išsidėstę sąlyginai siauroje erdvės

dalyje. Taip pat teorinis modeliavimas rodo, kad siekiant sukurti kokybišką bifotonį lauką, kaupinimo dažnių spektras turi būti neplatesnis nei detekcijos dažnių spektras.

7. Nustatyta, kad santykinis fotonų sutapimų kiekis iš esmės priklauso tik nuo plačiajuosčio nekoherentinio kaupinimo dažnių spektro, bet ne nuo kaupinimo erdvinio spektro. Kita vertus, fotonų porų srautas tuo didesnis, kuo platesnis kaupinimo tiek erdvinis, tiek dažnių spektras.

- Kitos išvados:

8. Buvo pasiūlytas neigiamo binominio pasiskirstymo modų parametras, kuris leidžia, atliekant dvyninio lauko statistinę analizę, kokybiškai įvertinti griūtinių fotodiodų postimpulsų generavimo tikimybę. Atlikus skaitmeninį modeliavimą buvo nustatyta, kad modų parametras mažėja didėjant postimpulsų tikimybei. Siekiant išvengti detektorių postimpulsų įtakos buvo pasiūlyta taikyti impulsinį nekoherentinių šaltinių, tokių kaip šviesos diodai, kaupinimą.
9. Nekoherentine spinduliuote kaupinamo dvyninio lauko fotonų sutapimų santykio priklausomybė nuo detektoriaus pozicijos yra varpo formos. θ plokštumoje efektyvią fotonų sutapimų detekciją riboja šviesolaidžio šerdis – efektyvios detekcijos sritis sutampa su šviesolaidžio šerdies diametru. Tuo tarpu φ plokštumoje efektyvios fotonų sutapimų detekcijos sritis yra dvigubai platesnės. Taip pat buvo nustatyta, kad nagrinėtomis eksperimentinėmis sąlygomis netiesinės terpės orientacija kaupinimo pluošto atžvilgiu nėra kritiškai svarbi. Naudojant vidutinių parametru kaupinimo pluoštą efektyvi fotonų sutapimų detekcija įmanoma gana plačiose kristalo orientacijos srityse. Pakreipus kristalą $\pm 0,65^\circ$ nuo maksimalią fotonų sutapimų santykio vertę atitinkančio kampo fotonų sutapimų santykis nesumažėja daugiau negu dvigubai.
10. Atlikus nekoherentine spinduliuote kaupinamo dvyninio lauko fotonų sutapimų matavimus naudojant daugiamodį ir vienamodį šviesolaidžius buvo nustatyta, kad dvyninis laukas yra plačiai pasiskirstęs tarp daugybės erdvinio modų. Naudojant 25 mrad ir

5 mm diametro kaupinimo pluoštą vienamodžiam šviesolaidyje pavienių fotonų srautas siekė 17,5 fotonų/s, fotonų sutapimų - 1,31 sutapimų/s.

Literatūra

- [1] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics. Second Edition*, Academic Press, New York (2003).
- [2] W. H. Louisell and A. Yariv, Quantum fluctuations and noise in parametric processes. I, *Phys. Rev.*, **124**, 1646-1654 (1961).
- [3] J. P. Gordon, W. H. Louisell, and L. R. Walker, Quantum fluctuations and noise in parametric processes. II, *Phys. Rev.*, **129**, 481-485 (1963).
- [4] S. E. Harris, M. K. Oshman, and R. L. Byer, Observation of tunable optical parametric fluorescence, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 732-734 (1967).
- [5] R. L. Byer and S. E. Harris, Power and bandwidth of spontaneous parametric emission, *Phys. Rev.*, **168**, 1064-1068 (1968).
- [6] B. E. A. Saleh, B. M. Jost, H. B. Fei, and M. C. Teich, Entangled-photon virtual-state spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 3483-3486 (1998).
- [7] T. Jennewein, C. Simon, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, Quantum cryptography with entangled photons, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4729-4732 (2000).
- [8] A. N. Boto, P. Kok, D. S. Abrams, S. L. Braunstein, C. P. Williams, and J. P. Dowling, Quantum interferometric optical lithography: exploiting entanglement to beat the diffraction limit, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2733-2736 (2000).
- [9] K. C. Toussaint, G. Di Giuseppe, K. J. Bycenski, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, Quantum ellipsometry using correlated-photon beams, *Phys. Rev. A*, **70**, 023801(1-7) (2004).

- [10] R. Thew and N. Gisin, Quantum communication, *Nat. Photon.*, **1**, 165-171 (2007).
- [11] I. P. Degiovanni, M. Genovese, V. Schettini, M. Bondani, A. Andreoni, and M. G. A. Paris, Monitoring the quantum-classical transition in thermally seeded parametric down-conversion by intensity measurements, *Phys. Rev. A*, **79**, 063836(1-7) (2009).
- [12] P. M. Anisimov, G. M. Raterman, A. Chiruvelli, W. N. Plick, S. D. Huver, H. Lee, and J. P. Dowling, Quantum metrology with two-mode squeezed vacuum: parity detection beats the Heisenberg limit, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 103602(1-4) (2010).
- [13] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4337–4341 (1995).
- [14] D. C. Burnham, and D. L. Weinberg, Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs, *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 84–87 (1970).
- [15] D. L. Weinberg, Observation of optical parametric noise pumped by a mercury lamp, *J. Appl. Phys.*, **41** 4239 (1970).
- [16] D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics*, Gordon and Breach Science Publishers (1988).
- [17] W. G. Wagner and R. W. Hellwarth, Quantum noise in a parametric amplifier with lossy modes, *Phys. Rev.*, **133**, A915 – A920 (1964).
- [18] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, John Wiley & Sons, New York (1984).
- [19] D. Magde and H. Mahr, Study in ammonium dihydrogen phosphate of spontaneous parametric interaction tunable from 4400 to 16 000 Å, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 905–907 (1967).
- [20] V. M. Petnikova, Nonlinear optical efficiency of two-photon fields, *Sov. J. Quantum Electron.*, **9**, 276-280 (1979).

- [21] J. G. Rarity, K. D. Ridley, and P. R. Tapster, Absolute measurement of detector quantum efficiency using parametric downconversion, *Appl. Opt.*, **26**, 4616–4619 (1987).
- [22] E. C. Cheung, K. Koch, G. T. Moore, and J. M. Liu, Measurements of second-order nonlinear optical coefficients from the spectral brightness of parametric fluorescence, *Opt. Lett.*, **19**, 168–170 (1994).
- [23] G. Borsa, S. Castelletto, A. Godone, C. Novero, and M. L. Rastello, Measurement of second-order optical nonlinear coefficient from the absolute radiant power of parametric fluorescence in LiIO_3 , *Optical Review*, **4**, 484–489 (1997).
- [24] F. A. Ponce and D. P. Bour, Nitride-based semiconductors for blue and green light-emitting devices, *Nature*, **386**, 351–359 (1997).
- [25] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*, Springer Science+Business Media, Inc, New York (2005).
- [26] H.-E. Ponath, G. I. Stegeman, *Nonlinear Surface Electromagnetic Phenomena (Modern Problems in Condensed Matter Sciences)*, North Holland (1991).
- [27] J. I. Dadap, J. Shan, T. F. Heinz, Theory of optical second-harmonic generation from a sphere of centrosymmetric material: small-particle limit, *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 1328–1347 (2004).
- [28] T. G. Giallorenzi and C. L. Tang, Quantum theory of spontaneous parametric scattering of intense light, *Phys. Rev.*, **166**, 225 – 233 (1968).
- [29] R. W. Minck, R. W. Terhune, and C. C. Wang, Nonlinear optics, *Applied Optics*, **5**, 1595–1612 (1966).
- [30] P. S. K. Lee, M. P. van Exter, and J. P. Woerdman, How focused pumping affects type-II spontaneous parametric down-conversion, *Phys. Rev. A*, **72**, 033803(1-5) (2005).
- [31] H. Di Lorenzo Pires, F. M. G. J. Coppens, and M. P. van Exter, Type-I spontaneous parametric down-conversion with a strongly focused pump, *Phys. Rev. A*, **83**, 033837(1-8) (2011).

- [32] Z. Zhao, K. A. Meyer, W. B. Whitten, R. W. Shaw, R. S. Bennink, and W. P. Grice, Observation of spectral asymmetry in CW-pumped type-II spontaneous parametric down-conversion, *Phys. Rev. A*, **77**, 063828(1-4) (2008).
- [33] S. Cialdi, F. Castelli, and M. G. A. Paris, Properties of entangled photon pairs generated by a CW laser with small coherence time: theory and experiment, *Journal of modern optics*, **56**, 215-225 (2009).
- [34] W. P. Grice and I. A. Walmsley, Spectral information and distinguishability in type-II down-conversion with a broadband pump, *Phys. Rev. A*, **56**, 1627-1634 (1997).
- [35] F. T. Arecchi, Measurement of the statistical distribution of Gaussian and laser sources, *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 912-916 (1965).
- [36] J. W. Goodman, *Statistical Optics*, John Willey & Sons, Inc., New York, 465–490 (2000).
- [37] C. Walck, *Hand-book on Statistical Distributions for experimentalists*, University of Stockholm (2007).
- [38] X. T. Zou and L. Mandel, Photon-antibunching and sub-Poissonian photon statistics, *Phys. Rev. A*, **41**, 475-476 (1990).
- [39] F. Träger, *Springer Handbook of Lasers and Optics*, New York N.Y.: Springer, 3-32 (2007).
- [40] W. Wasilewski, C. Radzewicz, R. Frankowsk, and K. Banaszek, Statistics of multiphoton events in spontaneous parametric down-conversion, *Phys. Rev. A*, **78**, 033831(1-8) (2008).
- [41] M. Avenhaus, H. B. Coldenstrodt-Ronge, K. Laiho, W. Mauerer, I. A. Walmsley, and C. Silberhorn, Photon number statistics of multimode parametric down-conversion, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 053601(1-4) (2008).
- [42] J. Peřina Jr., O. Haderka, and V. Michálek, Sub-Poissonian-light generation by postselection from twin beams, *Optics Express*, **21**, 19387-19394 (2013).

- [43] M. Lamperti, A. Allevi, M. Bondani, R. Machulka, V. Michálek, O. Haderka, and J. Peřina, Jr., Optimal sub-Poissonian light generation from twin beams by photon-number resolving detectors, *J. Opt. Soc. Am. B*, **31**, 20-25 (2014).
- [44] J. Peřina Jr., M. Hamar, V. Michálek, and O. Haderka, Photon-number distributions of twin beams generated in spontaneous parametric down-conversion and measured by an intensified CCD camera, *Phys. Rev. A*, **31**, 023816(1-13) (2012).
- [45] M. Curty, T. Moroder, X. Ma, and N. Lütkenhaus, Non-Poissonian statistics from Poissonian light sources with application to passive decoy state quantum key distribution, *Opt. Lett.*, **34**, 3238–3240 (2009).
- [46] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University Press, New York (1995).
- [47] L. Campbell, Afterpulse measurement and correction, *Rev. Sci. Instrum.*, **63**, 5794-5798 (1992).
- [48] G. F. Zhang, S. L. Dong, T. Huang, Y. Liu, J. Wang, L. T. Xiao, and S. T. Jia, Photon statistical measurement of afterpulse probability, *Int. J. Mod. Phys. B*, **22**, 1840–1845 (2008).
- [49] D. Franson, Bell inequality for position and time, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2205-2208 (1989).
- [50] A. J. Bennett, D. G. Gevaux, Z. L. Yuan, A. J. Shields, P. Atkinson, and D. A. Ritchie, Experimental position-time entanglement with degenerate single photons, *Phys. Rev. A*, **77**, 023803(1-5) (2008).
- [51] J. Brendel, E. Mohler, and W. Martienssen, Experimental test of Bell's inequality for energy and time, *Europhys. Lett.*, **20**, 577-580 (1992).
- [52] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, and R. Y. Chiao, High-visibility interference in a Bell-inequality experiment for energy and time, *Phys. Rev. A*, **47** R2472-R2475 (1993).
- [53] S. Dong, Q. Zhou, W. Zhang, Y. He, W. Zhang, L. You, Y. Huang, and J. Peng, Energy-time entanglement generation in optical fibers under CW pumping, *Optics Express*, **22**, 359-368 (2014).

- [54] J. G. Rarity and P. R. Tapster, Experimental violation of Bell's inequality based on phase and momentum, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2495-2498 (1990).
- [55] J. C. Howell, R. S. Bennink, S. J. Bentley, and R. W. Boyd, Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox using momentum and position-entangled photons from spontaneous parametric down conversion, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 210403(1-4) (2004).
- [56] C. A. Büsser and F. Heidrich-Meisner, Inducing spin correlations and entanglement in a double quantum dot through nonequilibrium transport, *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 246807(1-5) (2013).
- [57] D. Loss and D. P. DiVincenzo, Quantum computation with quantum dots, *Phys. Rev. A*, **57**, 120-126 (1998).
- [58] V. Cerletti, O. Gywat, and D. Loss, Entanglement transfer from electron spins to photons in spin light-emitting diodes containing quantum dots, *Phys. Rev. B*, **72**, 115316(1-5) (2005).
- [59] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha, and L. M. K. Vandersypen, Spins in few-electron quantum dots, *Rev. Mod. Phys.*, **79**, 1217-1265 (2007).
- [60] M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw, and A. Zeilinger, Wave-particle duality of C_{60} molecules, *Nature*, **401**, 680-682 (1999).
- [61] O. Nairz, M. Arndt, and A. Zeilinger, Quantum interference experiments with large molecules, *Am. J. Phys.*, **71**, 319-325 (2003).
- [62] K. C. Lee, M. R. Sprague, B. J. Sussman, J. Nunn1, N. K. Langford, X.-M. Jin, T. Champion, P. Michelberger, K. F. Reim, D. England, D. Jaksch, and I. A. Walmsley, Entangling macroscopic diamonds at room temperature, *Science*, **334**, 1253-1256 (2011).
- [63] C. L. Salter, R. M. Stevenson, I. Farrer, C. A. Nicoll, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, An entangled-light-emitting diode, *Nature*, **463**, 594-597 (2010).

- [64] J. Nilsson, R. M. Stevenson, K. H. A. Chan, J. Skiba-Szymanska, M. Lucamarini, M. B. Ward, A. J. Bennett, C. L. Salter, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, Quantum teleportation using a light-emitting diode, *Nature Photonics*, **7**, 311–315 (2013).
- [65] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?, *Phys. Rev.*, **47**, 777-780 (1935).
- [66] E. Schrödinger, Discussion of probability relations between separated systems, *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, **31**, 555-563 (1935).
- [67] J. S. Bell, On the Einstein Rosen Podolsky paradox, *Physics*, **1**, 195-200 (1964).
- [68] S. J. Freedman and J. F. Clauser, Experimental test of local hidden-variable theories, *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 938-941 (1972).
- [69] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm gedankenexperiment: A new violation of Bell's inequalities, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 91-94 (1982).
- [70] Z. Y. Ou and L. Mandel, Violation of Bell's inequality and classical probability in a two-photon correlation experiment, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 50-53 (1988).
- [71] Y. H. Shih and C. O. Alley, New type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down conversion, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2921-2924 (1988).
- [72] P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum, and P. H. Eberhard, Ultrabright source of polarization-entangled photons, *Phys. Rev. A*, **60**, R773-R776 (1999).
- [73] Y. Shih, Entangled biphoton source - property and preparation, *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 1009-1044 (2003).
- [74] A. Zeilinger, M. A. Horne, H. Weinfurter, and M. Żukowski, Three-particle entanglements from two entangled pairs, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3031-3034 (1997).

- [75] J. W. Pan, Z. B. Chen, C. Y. Lu, H. Weinfurter, A. Zeilinger, and M. Żukowski, Multiphoton entanglement and interferometry, *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 777-837 (2012).
- [76] C. J. McKinstrie, S. J. van Enk, M. G. Raymer, and S. Radic, Multi-color multipartite entanglement produced by vector four-wave mixing in a fiber, *Optics Express*, **16**, 2720-2739 (2008).
- [77] M. Corona, K. Garay-Palmett, and A. B. U'Ren, Third-order spontaneous parametric down-conversion in thin optical fibers as a photon-triplet source, *Phys. Rev. A*, **84**, 033823(1-13) (2011).
- [78] A. Dot, A. Borne, B. Boulanger, K. Bencheikh, and J. A. Levenson, Quantum theory analysis of triple photons generated by a $\chi^{(3)}$ process, *Phys. Rev. A*, **85**, 023809(1-12) (2011).
- [79] C. P. Williams, *Explorations in Quantum Computing*, Springer (2011).
- [80] P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling, and G. J. Milburn, Linear optical quantum computing with photonic qubits, *Rev. Mod. Phys.*, **79**, 135-174 (2007).
- [81] M. Siomau and S. Fritzsche, Universal quantum Controlled-NOT gate, *Eur. Phys. J. D*, **60**, 417–421 (2010).
- [82] M. Siomau and S. Fritzsche, Quantum computing with mixed states, *Eur. Phys. J. D*, **62**, 449-456 (2011).
- [83] A. Zeilinger, Quantum teleportation, *Scientific American*, **282**, 34-43 (2000).
- [84] D. Bouwmeester, J. W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, Experimental quantum teleportation, *Nature*, **390**, 575-579 (1997).
- [85] A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, and E. S. Polzik, Unconditional quantum teleportation, *Science*, **282**, 706-709 (1998).
- [86] S. Olmschenk, D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. Hayes, L.-M. Duan, and C. Monroe, Quantum teleportation between distant matter qubits, *Science*, **323**, 486-489 (2009).

- [87] Q. Zhang, A. Goebel, C. Wagenknecht, Y. A. Chen, B. Zhao, T. Yang, A. Mair, J. Schmiedmayer, and J. W. Pan, Experimental quantum teleportation of a two-qubit composite system, *Nature Physics*, **2**, 678-682 (2006).
- [88] X. S. Ma, S. Kropatschek, W. Naylor, T. Scheidl, J. Kofler, T. Herbst, A. Zeilinger, and R. Ursin, Experimental quantum teleportation over a high-loss free-space channel, *Optics Express*, **20**, 23126-23137 (2012).
- [89] R. Ursin, T. Jennewein, M. Aspelmeyer, R. Kaltenbaek, M. Lindenthal, P. Walther, and A. Zeilinger, Communications: Quantum teleportation across the Danube, *Nature*, **430**, 849-849 (2004).
- [90] X.-S. Ma, T. Herbst, T. Scheidl, D. Wang, S. Kropatschek, W. Naylor, B. Wittmann, A. Mech, J. Kofler, E. Anisimova, V. Makarov, T. Jennewein, R. Ursin, and A. Zeilinger, Quantum teleportation over 143 kilometres using active feed-forward, *Nature*, **489**, 269–273 (2012).
- [91] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, Quantum cryptography, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145-195 (2002).
- [92] V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N. J. Cerf, M. Dušek, N. Lütkenhaus, and M. Peev, The security of practical quantum key distribution, *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 145-195 (2009).
- [93] C. H. Bennett and G. Brassard, Quantum cryptography public key distribution and coin tossing, *Proceedings IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, Bangalore, India IEEE, 175-179 (1984).
- [94] A. K. Ekert, Quantum cryptography based on Bell's theorem, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 661-663 (1991).
- [95] C. H. Bennett, Quantum cryptography using any two nonorthogonal states, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3121-3125 (1992).
- [96] C. H. Bennett, F. Bessette, G. Brassard, L. Salvail, and J. Smolin, Experimental quantum cryptography, *Journal of cryptology*, **5**, 3–28 (1992).

- [97] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, Quantum cryptography using entangled photons in energy-time Bell states, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4737-4740 (2000).
- [98] D. Stucki, N. Walenta, F. Vannel, R. T. Thew, N. Gisin, H. Zbinden, S. Gray, C. R. Towery, and S. Ten, High rate, long-distance quantum key distribution over 250 km of ultra low loss fibres, *New J. Phys.*, **11**, 075003(1-6) (2009).
- [99] A. Scherer, B. C. Sanders, and W. Tittel, Long-distance practical quantum key distribution by entanglement swapping, *Optics Express*, **19**, 3004-3018 (2011).
- [100] N. Lo Piparo and M. Razavi, Long-distance quantum key distribution with imperfect devices, *Phys. Rev. A*, **88**, 012332(1-11) (2013).
- [101] I. Gerhardt, Q. Liu, A. Lamas-Linares, J. Skaar, C. Kurtsiefer, and V. Makarov, Full-field implementation of a perfect eavesdropper on a quantum cryptography system, *Nature Communications*, **2**, 349 (2012).
- [102] G. Brassard, N. Lütkenhaus, T. Mor, and B. C. Sanders, Limitations on practical quantum cryptography, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1330-1333 (2000).
- [103] F. Grosshans and P. Grangier, Continuous variable quantum cryptography using coherent states, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 057902(1-4) (2002).
- [104] Ch. Silberhorn, T. C. Ralph, N. Lütkenhaus, and G. Leuchs, Continuous variable quantum cryptography: Beating the 3 dB loss limit, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 167901(1-4) (2002).
- [105] D. Stucki, N. Brunner, N. Gisin, V. Scarani, and H. Zbinden, Fast and simple one-way quantum key distribution, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 194108(1-4) (2005).
- [106] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, Quantum metrology, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 010401(1-4) (2006).
- [107] B. Bell, S. Kannan, A. McMillan, A. S. Clark, W. J. Wadsworth, and J. G. Rarity, Multicolor quantum metrology with entangled photons, *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 093603(1-5) (2013).

- [108] R. McConnell, H. Zhang, S. Čuk, J. Hu, M. H. Shleier-Smith, and V. Vuletić, Generating entangled spin states for quantum metrology by single-photon detection, *Phys. Rev. A*, **88**, 063802(1-5) (2013).
- [109] H. Cable, R. Vyas, S. Singh, and J. P Dowling, An optical parametric oscillator as a high-flux source of two-mode light for quantum lithography, *New Journal of Physics*, **11**, 113055(1-17) (2009).
- [110] C. Kothe, G. Björk, S. Inoue, and M. Bourennane, On the efficiency of quantum lithography, *New J. Phys.*, **13**, 043028(1-18) (2011).
- [111] Y. H. Kim, Two-Photon Interference without bunching two photons, *Physics Letters A*, **315**, 352–357 (2003).
- [112] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2044-2046 (1987).
- [113] C. Liang, K. F. Lee, M. Medic, P. Kumar, R. H. Hadfield, and S. W. Nam, Characterization of fiber-generated entangled photon pairs with superconducting single-photon detectors, *Optics Express*, **15**, 1322-1327 (2007).
- [114] C. Eckart and F. R. Shonka, Accidental coincidences in counter circuits, *Phys. Rev.*, **53**, 752-756 (1938).
- [115] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics: Second Edition*, Marcel Dekker Inc, New York, 2003.

Curriculum vitae

JUSTINAS GALINIS

Gimimo data: 1986 lapkričio 7

Gimimo vieta: Elektrėnai, Lietuva

Tautybė: Lietuvis

Išsilavinimas:

1992 – 2004 Elektrėnų gimnazija (vidurinis)
1994 – 2002 Elektrėnų muzikos mokykla
2004 – 2008 Vilniaus universitetas - Fizika (bakalauras)
2008 – 2010 Vilniaus universitetas - Lazerių fizika ir optinės technologijos (magistrantūra)

Darbo patirtis:

2006 – 2010, 2013	Kvantinės elektronikos katedra, Vilniaus Universitetas	Laborantas, jaunesnysis mokslo darbuotojas
2007 11	Mokslo ir meno paroda "Langas į šviesą"	gidas
2008 – 2010	Mokslo ir enciklopedijų leidybos institutas	mokslinis redaktorius
2008 – 2010	Vilniaus kolegija, Sveikatos priežiūros fakultetas	asistentas
Nuo 2011	Fizikos Bendroji mokomoji laboratorija, Kvantinės elektronikos katedra, Vilniaus Universitetas	laborantas, inžinierius, lektorius

Vasaros mokyklos:

- „School for Training in Experiments with Lasers and Laser Applications“ – STELLA 2011, birželio 19 – liepos 8, Insubria universitetas, Como (Italija).
- The 20th Jyväskylä Summer School, 2010 rugpjūčio 9 – 20, Jyväskylä universitetas (Suomija).
- OLA (Optoelectronics, Lasers and Applications) Summer School 2008, birželio 30 – liepos 11, Electronics Department of the Technological Educational Institute of Crete, Chania (Graikija).

Stażuotės:

- 2012 metais 3 mėnesius stažavo Insubria universitete (Como, Italija)
- 2013 metais 1 mėnesį stažavo Jungtinėje Optikos laboratorijoje (angl. Joint Laboratory of Optics, Olomouc, Čekija).

Kita informacija:

- 2004 – 2011 dainavo Vilniaus universiteto mišriame chore “Gaudemus”.
- Nuo 2011 dainuoja kameriniame jaunimo chore „Aidija”.