

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS INSTITUTAS

Martynas Peckus

**ERDVINIAI ŠVIESOS DARINIAI TIESINIUOSE IR NETIESINIUOSE MINI
REZONATORIUOSE**

Daktaro disertacijos santrauka
Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius, 2009

Disertacija rengta 2003-2008 m. Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centre

Mokslinis vadovas

Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis
(*Vilniaus universitetas*, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Konsultantas

Prof. habil. dr. Kęstutis Staliūnas
(*Katalonų tyrimų ir aukštųjų studijų institutas (ICREA)*, Ispanija, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Disertacija ginama Vilniaus universiteto Fizikos mokslo krypties taryboje

Pirmininkas

Prof. habil. dr. Algis Petras Piskarskas
(*Vilniaus universitetas*, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Nariai:

Prof. habil. dr. Algirdas Audzijonis
(*Vilniaus pedagoginis universitetas*, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Dr. Edmundas Širmulis
(*Puslaidininkų fizikos institutas*, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Dr. Eugenijus Gaižauskas
(*Vilniaus universitetas*, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Dr. Virgilijus Vaičaitis
(*Vilniaus universitetas*, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Oponentai:

Doc. dr. Valdas Girdauskas
(*Vytauto Didžiojo universitetas*, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Doc. dr. Aidas Matijošius
(*Vilniaus universitetas*, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Disertacija bus ginama viešame Fizikos mokslo krypties tarybos posėdyje 2009 m. spalio mėn. 6 d.
15 val. Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto 401 auditorijoje.
Adresas: Saulėtekio al. 9, LT-10222 Vilnius, Lietuva

Disertacijos santrauka išsiuntinėta 2009 m. rugsėjo mėn. 6 d.
Disertaciją galima peržiūrėti Vilniaus universiteto ir Fizikos instituto bibliotekose.

VILNIUS UNIVERSITY
THE INSTITUTE OF PHYSICS

Martynas Peckus

**SPATIAL LIGHT STRUCTURES IN LINEAR AND NONLINEAR
MINI-RESONATORS**

Summary of doctoral dissertation
Physical sciences, Physics (02P)

Vilnius, 2009

The research was performed in 2003-2008 at Vilnius University Laser Research Center

Scientific supervisor:

Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

Consultant:

Prof. habil. dr. Kęstutis Staliūnas
(*Institució Catalana de Reserca i Estudis Avançats (ICREA)*, Spain, Physical sciences, Physics - 02P)

Chairman:

Prof. habil. dr. Algis Petras Piskarskas
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

Members:

Prof. habil. dr. Algirdas Audzijonis
(*Vilnius Pedagogical University*, Physical sciences, Physics - 02P)
Dr. Edmundas Širmulis
(*Semiconductor Physics Institute*, Physical sciences, Physics - 02P)
Dr. Eugenijus Gaižauskas
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)
Dr. Virgilijus Vaičaitis
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

Opponents:

Doc. dr. Valdas Girdauskas
(*Vytautas Magnus University*, Physical sciences, Physics - 02P)
Doc. dr. Aidas Matijošius
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

The dissertation will be defended under open consideration in the Council of Physics on the 6th of October, 2009, 3 p.m. at the Faculty of Physics of Vilnius University, room 401.
Address: Saulėtekio ave. 9, LT-10222, Vilnius, Lithuania.

The summary of the dissertation was distributed on the 6th of September, 2009
The dissertation is available at Vilnius University Library and the library of the Institute of Physics.

Ižanga

Erdvinis šviesos darinys - tai tam tikras koherentinės elektromagnetinės spinduliuotės pasiskirstymas plokštumoje, statmenoje sklidimo kryptiai. Elementarių (tiesinių) šviesos darinių formavimasis lazeriniuose rezonatoriuose gerai žinomas ir iš esmės priklauso nuo rezonatoriaus geometrijos ir Frenelio skaičiaus. Paprastai lazerių rezonatoriuose Frenelio skaičius būna mažas ir bangos, sudarančios kampą su rezonatoriaus optine ašimi, patiria labai didelius nuostolius. Todėl stiprinama vienakryptė (mažos skėsties) spinduliuotė. Tuo tarpu didelės apertūros (didelio Frenelio skaičiaus) rezonatoriuje bangų, sudarančių kampą su rezonatoriaus optine ašimi, nuostoliai yra maži. Banga, sklindanti nedideliu kampu su rezonatoriaus optine ašimi, gali būti atspindėta daugybę (1000 ir daugiau) kartų. Todėl fotonai tokiaame rezonatoriuje gali migruoti jo skersinėje plokštumoje, o erdvinių šviesos darinių susidarymas priklauso nuo tiesinių ir netiesinių fizikinių procesų, vykstančių rezonatoriuje.

Susidomėjimo šviesos dariniais priežastys yra dvejopos. Viena vertus, didelės apertūros optinis rezonatorius yra viena iš daugelio gamtoje aptinkamų sistemų, kurioje formuojasi erdviniai dariniai. Spontaninių darinių formavimasis, erdvinės tvarkos atsiradimas netvarkiose sistemose nuo seno kėlė susidomėjimą ir mokslininkams, ir filosofams: kodėl erdvinė simetrija išnyksta, kodėl entropija mažėja, kodėl kažkas taisyklingo atsiranda iš triukšmo [1]. Faktiškai galima teigti, kad pati gamta yra dariniai, sudėti iš darinių. Todėl žinant jų formavimosi ypatumus, galima geriau pažinti gamtos reiškinius. Dariniai paprastai aptinkami kiekvienoje mokslo srityje. Lazerinė fizika čia ne išimtis. Taigi tirdami darinių formavimąsi netiesinėje optikoje kartu geriau suvokiame jų formavimąsi gamtoje.

Kita vertus, darinių formavimosi tyrimas netiesiniuose optiniuose rezonatoriuose turi ir praktinio taikymo aspektų. Tai skaitmeninis ir analoginis vaizdų apdorojimas, optiniai „neuroniniai tinklai“, loginiai optiniai elementai rezonatoriaus solitonų ar sūkurių pagrindu [2]. Taikomuojų požiūriu kompaktiniai, monolitiniai mini ar mikro rezonatoriai yra itin patrauklūs.

Erdvinių darinių formavimosi teorijos per pastaruosius du dešimtmečius buvo smarkiai plėtojamos, tačiau eksperimentinius tyrimus kaustė sąstingis. Ypač kukli padėtis mini ir mikro rezonatorių sistemose. Nepaisant keleto bandymų [3, 4], eksperimentiniai tyrimai vis dar yra pradinėje stadijoje. Pagrindinės priežastys slypi technologiniuose apribojimuose.

Mikro ir nano technologijų tobulėjimas taip pat prisideda prie spartesnio šviesos darinių mikro rezonatoriuose tyrimo. Naujų dirbtinių (tiesinių ir netiesinių) medžiagų sukūrimas leidžia tikėtis gana didelio proveržio ir šioje srityje. Turint naujas aktyvias lazerines terpes ar didelio netiesiškumo medžiagas, galima lengviau stebėti šviesos darinių formavimąsi mikro rezonatoriuose. Medžiagos su periodine lūžio rodiklio moduliacija (fotoniniai kristalai) keičia šviesos laikinės ir erdvinės dispersijų savybes (draustinės dažnių juostos susidarymas, pluoštų savikolimacija [5-7]). Todėl atsiranda galimybė sukurti mini rezonatorius su naujomis netiesinėmis bei difrakcinėmis savybėmis ir eksperimentiškai pademonstruoti teoriškai numatomų netiesinių šviesos darinių (solitonų, dryžių ir kit.) susiformavimą. Tokių eksperimentiškai patrauklių sistemų kūrimas, šviesos dinamikos jose

supratimas, eksperimentiniai tyrimai ir naujų reiškinių radimas yra pagrindiniai šios srities, o iš dalies - šios disertacijos, uždaviniai.

Darbo tikslai

1. Pademonstruoti optinę parametrinę generaciją didelės apertūros monolitiniame mini ar mikro rezonatoriuje. Ištirti erdvinių šviesos darinių formavimąsi monolitiniuose mini rezonatoriniuose parametriniuose šviesos generatoriuose (PŠG). Tobulinti sistemą aprašančius modelius.
2. Eksperimentiškai patvirtinti teoriškai numatytų erdvinių šviesos darinių formavimąsi išsigimusiame PŠG.
3. Suformuoti ir eksperimentiškai bei teoriškai ištirti plokščiųjų veidrodžių Fabri ir Pero rezonatorius, užpildytus dvimačiu ir trimačiu fotoniniais kristalais.

Mokslinis naujumas

1. Pirmą kartą realizuota optinė parametrinė generacija BBO I tipo kristalo monolitiniame, didelės apertūros mini rezonatoriuje. Parodyta, kad tokia rezonatoriuje generuojama spinduliuotė gali būti kūginė arba multikūginė. Jos kryptis gali būti kontroliuojama: keičiant kaupinimo spinduliuotės kritimo kampą, rezonatoriaus temperatūrą, kaupinimo lazerio dažnį. Reiškiniui paaiškinti sukurtas fenomenologinis modelis.
2. Pirmą kartą eksperimentiškai pademonstruotas dryžių (angl. *rolls*) erdvinio šviesos darinio susiformavimas plokščiųjų veidrodžių išsigimusiame parametriniame šviesos generatoriuje. Parodyta, kad dryžių formavimuisi būtinas silpnas užkrato signalas. Nustatyta, kad dryžių erdvinio šviesos darinio laikinis galios spektras yra $1/f$ polinkio. Tai patvirtina erdvinių sistemų triukšmo teoriją.
3. Pirmą kartą buvo pasiūlyti ir pademonstruoti plokščiųjų veidrodžių Fabri ir Pero tipo rezonatoriai su vidine lūžio rodiklio moduliacija, atitinkančia vieną išilginį fotoninio kristalo periodą.
4. Remiantis sklaidos matricių teorija, sukurtas fotoninių kristalų rezonatorių difrakcines savybes aprašantis modelis. Išskirti pagrindiniai du fotoninių kristalų rezonatorių režimai: subdifrakcinis ir superdifrakcinis.
5. Eksperimentiškai parodytos pagrindinės fotoninių kristalų rezonatorių erdvinės dispersijos savybės: hiperbolinio pavidalo erdviniai šviesos dariniai vienmatės veidrodžių paviršiaus moduliacijos atveju ir kvadratinio pavidalo erdviniai šviesos dariniai dvimatės veidrodžių paviršiaus moduliacijos atveju.

Praktinė nauda

Pirmasis šio darbo tikslas buvo eksperimentiškai pademonstruoti anksčiau teoriškai numatytų erdvinių šviesos darinių formavimąsi netiesiniuose rezonatoriuose. Teoriškai didelės apertūros parametrinis šviesos generatorius yra patogi fizikinė sistema, turtinga netiesiniais šviesos dariniais. Deja, praktiškai dėl sąlygiškai didelio (prilygstančio

rezonatoriaus elementų optinio pažeidimo slenksčiui) generacijos slenksčio eksperimentiškai darinių formavimasis didelės apertūros PŠG nebuvo stebėtas. Pirmoje disertacijos dalyje pristatomų rezultatų nauda yra daugiau fundamentinio nei praktinio pobūdžio. Pademonstruota kūginė ir daugiakūgė rezonatoriaus emisija, jos krypties valdymas. Panaudojus signalo užkratą, užregistruotas pagrindinis teoriškai numatytas šviesos darinys – dryžiai ir $1/f$ galios spektras. Šie rezultatai praplečia žinias apie šviesos darinių formavimąsi netiesiniuose rezonatoriuose. Kita vertus, negalima atmesti tikimybės, kad pademonstruota kūginės emisijos krypties valdymo galimybė gali būti taikoma praktiškai.

Fotoniniai kristalai - tai sritis, kurios svarba neabejotinai didėja. Darbe pristatomi fotoninių kristalų rezonatoriai yra visiškai naujo tipo, jie gauti plokščių Fabri ir Pero veidrodžių rezonatorių užpildžius vienu išilginiu dvimačio arba trimačio fotoninio kristalo periodu. Parodoma, kad tokio rezonatoriaus erdvinė dispersija gali būti valdoma, išskiriami du pagrindiniai režimai: sub- ir superdifrakcinis. Rezultatai leidžia tikėtis, kad tokio tipo fotoninių kristalų rezonatoriai gali būti panaudoti kaip alternatyvūs valdomi erdviniai filtrai ar pluošto formuotuvai. Fotoninių kristalų rezonatorių erdvinės dispersijos savybės glaudžiai siejasi su pastaruoju metu pradėtomis tirti fotoninių kristalų erdvinės dispersijos savybėmis. Todėl rezultatai yra svarbūs visiems tyrėjams, dirbantiems šioje srityje.

Gauti rezultatai sudaro pagrindą tolesnių eksperimentinių tyrimų susiejant abi kryptis ir sukuriant netiesinius fotoninių kristalų rezonatorius.

Darbo struktūra ir turinys

Disertacijos apimtis - 132 puslapiai. Joje yra 95 iliustracijos. Disertacijos medžiaga suskirstyta į tokias pagrindines dalis; įvadas, literatūros apžvalga, dvi dalys, aprašančios gautuosius rezultatus, išvados ir literatūros, kuria buvo naudotasi, sąrašas. Literatūros apžvalgoje aprašoma netiesinių rezonatorių klasifikacija, šviesos darinių formavimasis parametriniuose šviesos generatoriuose ir susijusiose sistemose, taip pat pristatomi fotoniniai kristalai, pagrindinis dėmesys skiriamas jų erdvinės dispersijos savybėms. Antroje dalyje aprašomas parametrinės šviesos generacijos monolitiniuose mini-rezonatoriuose tyrimas, pateikiamas teorinis modelis, trečioje - apibudinami fotoninių kristalų rezonatoriai. Pateikiamas idėjos aprašymas, du teoriniai modeliai, rezonatorių parametrų įtakos analizė ir atitinkamų fazinių gardelių gamybos technologijos. Pabaigoje aprašoma eksperimento metodika ir rezultatai.

Darbo aprobacija

Disertacijoje pateikiami rezultatai publikuoti mokslinėje periodinėje spaudoje (6 straipsniai): *Optics Communications* (1 straipsnis), *Optics Letters* (1 straipsnis), *Physical Review A* (2 straipsniai), *Proceedings of SPIE* (1 straipsnis), *Lithuanian Journal of Physics* (1 straipsnis)

Rezultatai taip pat pristatyti aštuoniose tarptautinėse mokslinėse konferencijose.

Ginamieji teiginiai

1. Monolitiniame pirmojo fazinio sinchronizmo tipo parametriniame šviesos generatoriuje (PŠG) generuojamų signalinės ir šalutinės bangų pluoštų kryptys priklauso nuo kampo tarp kaupinimo pluošto ir PŠG rezonatoriaus optinės ašies bei signalinės ir skirtuminės bangų fazės pokyčio per rezonatoriaus ciklą ir bendru atveju gali būti aprašytos vienu ar keliais fazinio sinchronizmo kūgiais.
2. Injektuojant silpną signalo pluoštą į didelio Frenelio skaičiaus ($N > 100$) monolitinių išsigimusių PŠG, galima generuoti dryžių tipo erdvinis šviesos darinius, išsiskiriančius laikiniu $1/f$ pavidalo triukšmo spektru.
3. Plokščiųjų veidrodžių Fabri ir Pero rezonatoriai su vidine lūžio rodiklio moduliacija, atitinkančia vieną išilginį fotoninio kristalo periodą, yra naujo tipo fotoninių kristalų rezonatoriai turintys erdvinės dispersijos savybes, artimas fotoniniams kristalams. Tokie rezonatoriai gali būti realizuoti sukuriant periodinę lūžio rodiklio moduliaciją veidrodžių paviršiuje (t. y. suformuojant vienmates arba dvimates fazines difrakcines gardeles).
4. Fotoninių kristalų rezonatoriaus formuojamų pluoštų difrakcinės savybės gali būti apibūdinamos subdifrakciniu ir superdifrakciniu režimais. Rezonatorius su vienmate veidrodžių moduliacija išsiskiria hiperbolinio pavidalo erdvinis spektru, o dvimatės veidrodžių moduliacijos atveju – kvadratinio pavidalo erdvinis spektru.
5. Sklaidos matricių teorija paremtas rezonatoriaus modelis įgalina skaitmeniškai analizuoti ir prognozuoti fotoninių kristalų rezonatorių difrakcines savybes.

Asmeninis autoriaus indėlis

- Eksperimentinės aparatūros kūrimas ir eksperimentų atlikimas.
- Gautų eksperimentinių duomenų ir teorinių modelių analizė.
- Straipsnių eksperimentinės dalies rengimas spaudai bei viešinimas.

Pagrindiniai disertacijoje aprašytų mokslinių tyrimų bendraautoriai:

Prof. habil. dr. V. Sirutkaitis, Prof. habil. dr. K. Staliūnas.

Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis sudarė puikias darbo sąlygas visiems šioje disertacijoje aprašytiems darbams atlikti, konsultavo įvairiais klausimais, formulavo užduotis.

Prof. habil. dr. Kęstutis Staliūnas pasiūlė disertacijoje ir straipsniuose gvildenamas idėjas. Jis sukūrė skaitmeninius modelius ir teoriją, parengė teorinę medžiagą spaudai.

Prof. habil. dr. Valerijus Smilgevičius, dr. Rimantas Grigonis ir dr. Gintas Šlekys konsultavo parametrinės šviesos generacijos tyrimo sistemos klausimais, suteikė galimybę

naudotis kai kuriais jų prietaisais ir kristalais. Prof. Mark Saffman dalyvavo aptariant eksperimento rezultatus ir teorinį modelį.

Studentai Valdemaras Rukavičius ir Živilė Nižauskaitė dalyvavo tiriant PŠG su injekcija. Studentas Robertas Rogalskis atliko dalį fotoninių kristalų rezonatorių tyrimų, ypač su vienu moduliutu veidrodžiu.

Dr. Mindaugas Andrulevičius, dr. Asta Guobienė ir Tomas Tamulevičius Kauno technologijos universiteto, Fizikinės elektronikos institute modeliavo ir formavo veidrodžių paviršiuje fazines difrakcines gardeles fotoninių kristalų rezonatoriams.

Dr. Vygasdas Jarutis prisidėjo prie Valstybinio mokslų ir studijų fondo remiamo Fotoninių kristalų tyrimo projekto koordinavimo.

Straipsniai, tiesiogiai susiję su disertacijos tema

[A1] M. Peckus, K. Staliunas, M. Saffman, G. Slekys, V. Sirutkaitis, V. Smilgevicius, and R. Grigonis, Multiconical emission of a monolithic mini-cavity optical parametric oscillator, *Opt. Commun.* **251**(1-3), 165-171 (2005).

[A2] M. Peckus, K. Staliunas, M. Saffman, G. Slekys, V. Sirutkaitis, V. Smilgevicius, and R. Grigonis, Multiconical transverse patterns of monolithic mini-cavity optical parametric oscillator, *Lithuanian J. Phys.* **45**(81-87), (2005).

[A3] M. Peckus, K. Staliunas, V. Smilgevicius, G. Slekys, V. Rukavicius, and V. Sirutkaitis, Transverse patterns of mini-cavity optical parametric oscillator with seed injection, *Proc. SPIE* **6596**, 659606 (2006).

[A4] M. Peckus, K. Staliunas, Z. Nizauskaite, and V. Sirutkaitis Stripe patterns in degenerate optical parametric oscillators, *Opt. Lett.* **32**, 3014-3016 (2007).

[A5] K. Staliunas, M. Peckus, and V. Sirutkaitis, Sub- and superdiffractive resonators with intracavity photonic crystals, *Phys. Rev. A* **76**, 051803(R) (2007).

[A6] M. Peckus, R. Rogalskis, M. Andrulevicius, T. Tamulevicius, A. Guobiene, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, and K. Staliunas, Resonators with manipulated diffraction due to two- and three dimensional intracavity photonic crystals, *Phys. Rev. A* **79**, 033806 (2009).

Disertacijos tema konferencijose daryti pranešimai

1. M. Peckus, K. Staliunas, M. Saffman, G. Slekys, V. Sirutkaitis, V. Smilgevicius, and R. Grigonis, *Multiconical emission of micro-cavity optical parametric oscillator*, International Workshop On Optical Parametric Processes And Periodical Structures, Vilnius, 26-29 September, 2004.

2. M. Peckus, K. Staliunas, M. Saffman, G. Sleky, V. Sirutkaitis, V. Smilgevicius, and R. Grigonis *Multiconical emission of micro-cavity optical parametric oscillator*, XVI Lithuanian-Belarusian seminar „Lasers and optical nonlinearity“, Vilnius, 27-29 October 2004.
3. M. Peckus, K. Staliunas, M. Saffman, G. Sleky, V. Sirutkaitis, V. Smilgevicius, and R. Grigonis, *Multiconical transverse patterns of monolithic mini-cavity optical parametric oscillator*, CLEO/EQEC-2005, Munich, 12-17 June 2005.
4. M. Peckus, K. Staliunas, M. Saffman, G. Sleky, V. Sirutkaitis, V. Smilgevicius, and R. Grigonis, *Multiconical transverse patterns of monolithic mini-cavity optical parametric oscillator*, IQEC/CLEO-PR 2005, Tokyo, 11-15 July 2005.
5. M. Peckus, K. Staliunas, V. Sirutkaitis, V. Smilgevicius and G. Sleky, *Transverse patterns of monolithic mini-cavity optical parametric oscillator*, LOYS 2006, St. Petersburg, Russia, 26-30 June 2006 (WeS2-P06).
6. M. Peckus, K. Staliunas, V. Smilgevicius, G. Sleky, V. Rukavicius, and V. Sirutkaitis *Multi-conical transverse patterns of monolithic mini-cavity optical parametric oscillator*, AOMD-5, Vilnius, 27-30 August 2006 (oral).
7. M. Peckus, K. Staliunas, M. Andrulevicius, T. Tamulevicius, and R. Rogalskis, *Diffraction manipulated resonators with intracavity photonic crystals*, Advanced Materials and Technologies, Palanga, Lithuania, 27-31 August 2008.
8. M. Peckus, R. Rogalskis, M. Andrulevicius, T. Tamulevicius, A. Guobiene, V. Sirutkaitis, and K. Staliunas, *Diffraction manipulated resonators with intracavity photonic crystals*, CLEO/Europe-EQEC, Munich, 14-19 June 2009.

Kiti pranešimai

9. M. Peckus, T. Balciunas, J. Duda, and V. Vaicaitis, *Fabrication of volume phase gratings in fused silica using ultra-short laser pulses*, Advanced Materials and Technologies Palanga, Lithuania, 27-31 August, 2006.
10. E. Gaizauskas, V. Vaicaitis, V. Kudriasov, M. Peckus, T. Balciunas, and V. Sirutkaitis, *Fabrication of refractive index gratings in optical glasses by the filamentary propagation of femtosecond laser pulses*, Boulder Damage Symposium XXXVIII, Boulder, Colorado USA, 25-27 September 2006.

1. Literatūros apžvalga

Pirmoje disertacijos dalyje pateikiama literatūros apžvalga. Ji susideda iš dviejų poskyrių. Pirmame paminimi charakteringi erdviniai dariniai, aptinkami gamtoje. Vėliau klasifikuojami šviesos dariniai netiesiniuose rezonatoriuose. Pagrindinis dėmesys koncentruojamas į šviesos darinius didelės apertūros parametriniuose šviesos generatoriuose. Pateikiama pagrindinė teorija ir susijusių eksperimentų rezultatai. Taip pat apžvelgiami eksperimentai geometriškai artimuose didelio Frenelio skaičiaus lazeriuose.

Antras poskyris skirtas fotoninių kristalų laikinės ir erdvinės dispersijų savybėms apžvelgti. Pirmiausia supažindinama su fotoniniais kristalais apskritai. Pristatomos gerai žinomos jų laikinės dispersijos savybės. Toliau apžvelgiami svarbiausi darbai, susiję su fotoninių kristalų erdvinės dispersijos savybėmis. Pagrindinis dėmesys skiriamas pluoštų bedifracciniam sklidimui fotoniniuose kristaluose.

2. Optinė parametrinė generacija monolitiniuose mini rezonatoriuose

Šiame skyriuje pateikta medžiaga publikuota [A1-A4] straipsniuose.

Antroji disertacijos dalis „Optinė parametrinė generacija monolitiniuose mini rezonatoriuose“ skirta erdvinį šviesos darinių formavimosi didelės apertūros PŠG tyrimui. Plačios apertūros lazeriuose, fotorefraciniuose osciliatoriuose, parametriniuose šviesos generatoriuose elektromagnetinės spinduliuotės skirstiniai plokštumoje, statmenoje netiesinio rezonatoriaus optinei ašiai, gali būti labai sudėtingi [8-10]. Per pastaruosius dešimtmečius atlikta daugybė teorinių darbų, kuriuose nagrinėjamas tokių darinių susidarymas, jų dinamika, nestabilumas [10-12]. Buvo pademonstruotas vaizdų atpažinimo modelis [2], erdvinį solitonų gardelių susidarymas [13], nagrinėjamos reiškinių taikymo galimybės optinio procesoriaus konstravimui. Tačiau ne visi teoriškai numatyti rezultatai buvo patvirtinti eksperimentais. Dryžiai, fazės domenai ar fazės solitonai [9, 14] išsigimusiam parametriniame generatoriuje niekada nebuvo stebėti eksperimentiškai. Šių darinių egzistavimas eksperimentiškai buvo pademonstruotas tik fotorefraciniuose kristaluose keturių bangų maišymo atveju [15].

Priežastis ta, kad parametrinės šviesos generacijos žadinimui reikalingas sąlygiškai didelis kaupinimo spinduliuotės intensyvumas, tuo tarpu dariniai numatomi didelio Frenelio skaičiaus rezonatoriuose. Taigi, kaupinimo pluoštas turi būti pakankamai didelio (didesnio nei rezonatoriaus ilgis) diametro. Kai pluošto diameteras yra didelis, šią problemą galima išspręsti naudojant trumpus impulsus. Tačiau tokiu atveju sumažėja rezonatoriaus apėjimų skaičius, kuris svarbus erdvinį darinių formavimuisi (nemažesnis kaip 1000). Apėjimų skaičių savo ruožtu galima padidinti naudojant trumpą rezonatorių. Tačiau trumpinant rezonatorių didėja generacijos slenkstis. Labiausiai tikėtina visų šių faktorių atstojamoji – optinis rezonatoriaus komponentų pažeidimas nepasiekus generacijos slenkščio. Patobulėjus veidrodžių dielektrinėms dangoms, netiesinių kristalų gamybai, ir pasirinkus kompromisinį rezonatoriaus ilgį, buvo nuspręsta dar kartą pamėginti tirti erdvinį šviesos darinių susidarymą didelės apertūros parametriniame šviesos generatoriuje.

Eksperimento sistema

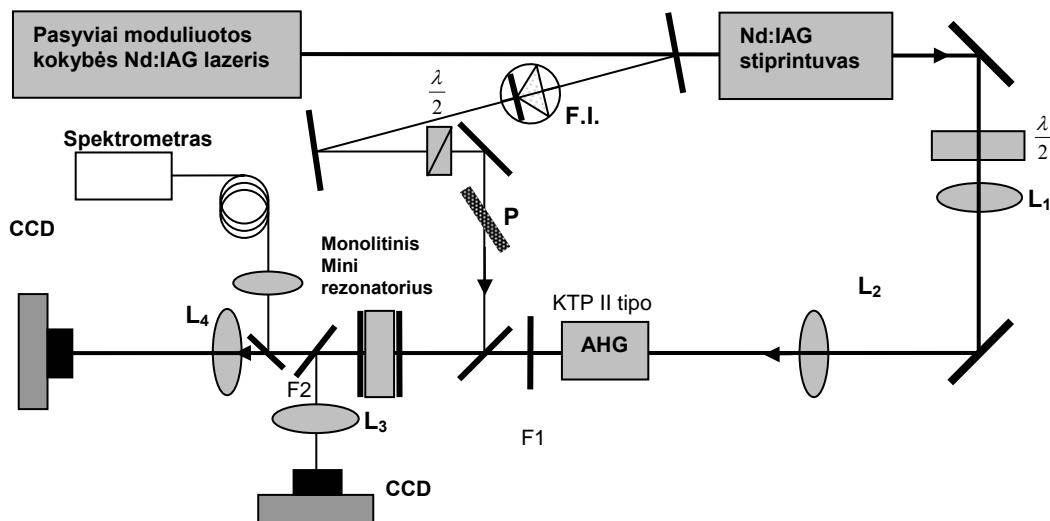
Eksperimentams buvo naudojamas BBO I tipo 5x5x1,5 mm kristalas. Kristalo paviršiai lygiagretūs, padengti didelio atspindžio ($R = 94\%$) dangomis, kai banga yra 1064 nm ilgio ir skaidrinančiosiomis dangomis, kai banga yra 532 nm ilgio.. Kristalas išpjautas taip, kad fazinio sinchronizmo kryptis, esant išsigimusiui režimui (532 nm bangai), sutaptų su rezonatoriaus optine ašimi. Bendra, visus optinės parametrinės generacijos tyrimus monolitiniuose rezonatoriuose apimanti schema, pateikta 1 paveiksle. Parametriniam generatoriui kaupinti naudojama antroji pasyviai moduluoto Nd:IAG lazerio harmonika. Lazeris generuoja 13 ns trukmės ir 5 mJ energijos impulsus. Skersinis kaupinimo pluošto intensyvumo skirstinys artimas TEM₀₀ modai. Siekiant atlikti išilginių modų selekciją, lazeryje naudojamas pasyvus kokybės modulatorius, kuris sumažina modų skaičių iki kelių ar vienos. Impulsas stiprinamas vieno lėkio Nd:IAG stiprintuve, antroji harmonika generuojama II tipo KTP (arba DKDP) kristale. Dviejų lęšių teleskopas naudojamas pluoštui suspausti, $\lambda/2$ plokštelė - poliarizacijai (sykiu ir energijai) derinti. Didžiausia pasiekama antrosios harmonikos impulso energija yra 15 mJ. Po antrosios harmonikos generavimo pirmoji harmonika iki galo nufiltruojama. Erdvinių šviesos darinių registravimui naudojamos CCD kameros. Artimojo lauko registravimui naudojama 2f-2f atvaizdavimo sistema, tolimojo lauko registravimui – f-f.

PŠG su injekcija (užkratu) tyrimui nedidelė dalis lazerio pluošto atskeliama ir, suderinus optinių kelių ilgius, nukreipiama į monolitinį PŠG. Lazeris nuo atspindžių izoliuojamas Faradėjaus izoliatoriumi (rotatoriumi). Injekcijos energijai derinti naudojamas poliarizatorius ir $\lambda/2$ plokštelė. Injekcijos kryptis derinama nepriklausomai nuo kaupinimo ir rezonatoriaus optinės ašies. PŠG spektras registruojamas spektrometru („Avantes AvaSpec-2048“).

Stabilumas ir kompaktiškumas yra pagrindiniai monolitinio mini rezonatoriaus privalumai. Tačiau sykiu tai riboja ir derinimo laisvę. Kristalo paviršių, kartu ir veidrodžių, lygiagretumas bei sinchronizmo kryptis optinės ašies atžvilgiu yra nulemta gamybos proceso metu ir negali būti derinama. Parametrai, kurie gali būti derinami, tai: 1) monolitinio rezonatoriaus optinės ašies orientacija kaupinimo bangos atžvilgiu sinchronizmo ir ne sinchronizmo kryptimis; 2) rezonatoriaus nederinimas kaupinimo bangos atžvilgiu (rezonatoriaus temperatūrą pakėlus 10 °C, rezonatoriaus ilgis pasikeičia per vieną λ).

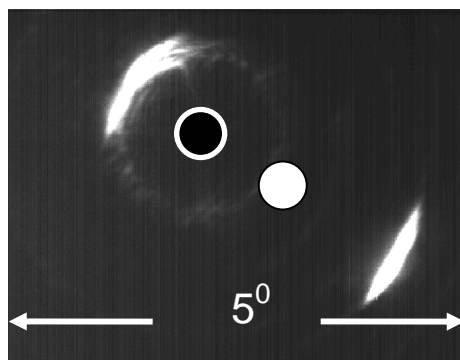
Multikūgė monolitinio PŠG emisija

Monolitinis BBO (kristalo išpjovimo kampai: $\theta = 22,8^\circ$, $\phi = 90^\circ$) PŠG buvo kaupinamas 532 nm ir 10 mJ energijos impulsais. Kaupinimo pluošto diametras rezonatoriaus įvadinėje plokštumoje buvo lygus 2 mm. Optinė parametrinė generacija buvo stebima esant mažiems ($0,5-1,2^0$) kampams tarp rezonatoriaus optinės ašies ir kaupinimo sinchronizmo kryptimi. Žemiausias PŠG slenkstis 7 mJ (17 MW/cm^2) pasiektas esant $0,75^0$ kampui (didžiausias PŠG keitimo efektyvumas į signalinę ir skirtuminę bangą, esant kaupinimo impulso energijai 10 mJ, buvo 2,5 %).



1 pav. Šviesos darinių formavimosi monolitiniuose PŠG eksperimentinio tyrimo schema: F.I. – Faradėjaus izoliatorius; L_1 , L_2 – teleskopo lęšiai; L_3 – tolimąjį lauką atvaizduojantis objektyvas; L_4 – artimąjį lauką atvaizduojantis objektyvas; F1, F2 – atitinkamai pirmosios ir antrosios harmonikų filtrai.

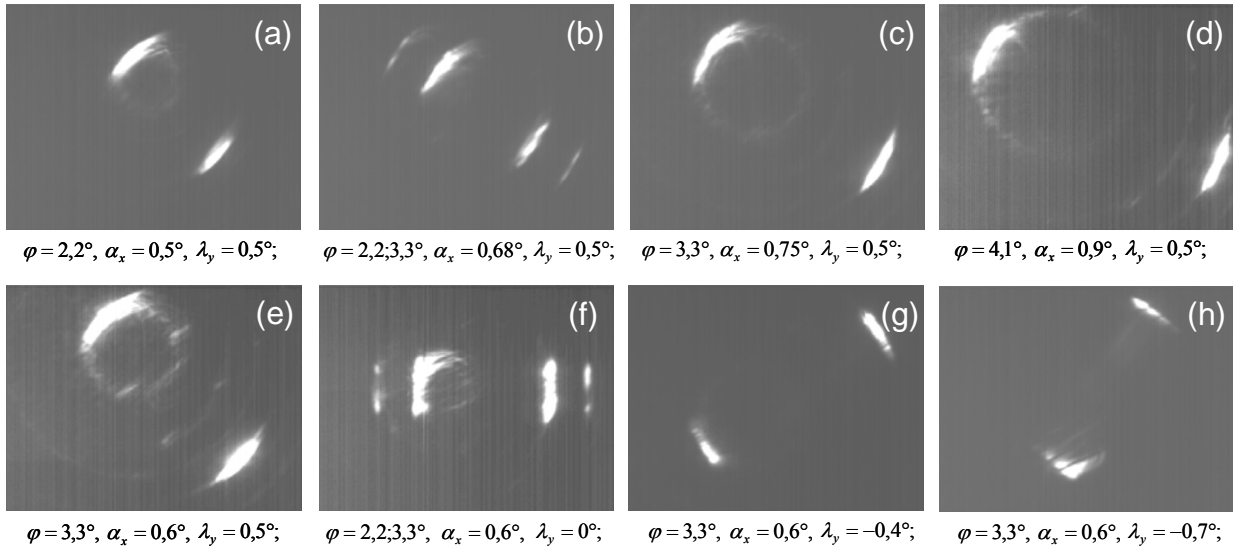
Tipinis erdvinis intensyvumo skirstinys tolimajame lauke pateiktas 2 paveiksle. Signalinė ir skirtuminė bangos visada tarpusavyje sudaro tam tikrą kampą. Tai lemia vadinamoji kūginė emisija. Kaupinimo bangos kryptis visuomet yra tiksliai viduryje tarp signalinės ir skirtuminės bangų. Apskritimu pažymėta rezonatoriaus optinės ašies kryptis. Paveiksle taip pat galima įžiūrėti žiedų pėdsakus, kurie atitinka Frenelio žiedus.



2 pav. Tipinis monolitinio PŠG emisijos erdvinis skirstinys tolimajame lauke. Apskritimas parodo mini rezonatoriaus optinės ašies kryptį, baltas skritulys – kaupinimo kryptį.

Signalinės ir skirtuminės bangų kryptys stipriai priklauso nuo kampo tarp rezonatoriaus optinės ašies ir kaupinimo bangos (3 pav.). Kūginės emisijos kampas, atsižvelgiant į kristalo orientaciją fazinio sinchronizmo kryptimi kinta šuoliškai (3 pav., (a - d)). Paveiksluose (a, c, d) emisija yra vieno kūgio (viena signalinės ir skirtuminės bangų pora), o (b) paveiksle generacija yra daugiakūgė. Vienu metu generuojamos dvi signalinės ir skirtuminės bangų poros. Šis perėjimas nuo didesnio prie mažesnio generacijos

kūgio kampo labai priklauso nuo kristalo orientacijai sinchronizmo kryptimi, tačiau praktiškai nepriklauso nuo kaupinimo impulso energijos. Keičiant kaupinimo bangos kampą rezonatoriaus optinės ašies atžvilgiu ne sinchronizmo kryptimi, signalinė ir skirtuminė bangos sukasi aplink kaupinimo kryptį. 3 (e - h) paveiksluose kampas tarp mini rezonatoriaus optinės ašies ir kaupinimo sinchronizmo kryptimi yra fiksuotas, t. y. $0,75^\circ$. Tuo tarpu keičiant kaupinimo kampą ne sinchronizmo kryptimi $\pm 1^\circ$ ribose, signalinė ir skirtuminė bangos apsisuka aplink kaupinimą beveik 180° . PŠG slenkstis auga, kai kampas ne sinchronizmo kryptimi didesnis nei $0,5^\circ$. Kai kampas lygus $\pm 1^\circ$, PŠG slenkstinis žadinimo intensyvumas yra 15 mJ (36 MW/cm^2).



3 pav. Eksperimentiškai užregistruoti monolitinio PŠG emisijos erdviniai skirstiniai tolimame lauke: (a - d) – mini rezonatorius sukamas kaupinimo bangos atžvilgiu sinchronizmo kryptimi (α_x); (e - h) – statmena sinchronizmui kryptimi (α_y), φ - kampas tarp signalinės ir skirtuminės bangų.

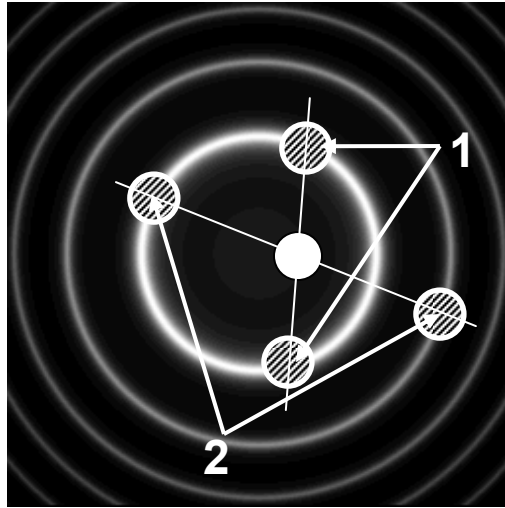
Fenomenologinis kūginės PŠG emisijos modelis

Iš kai kurių eksperimento rezultatų (3 pav.) matyti, kad signalinė ir skirtuminė bangos lokalizuojasi į rezonatoriaus pralaidumo žiedus. Taigi sudarydami modelį pirmiausia aprašome žiedų formavimąsi. Fabri ir Pero tipo rezonatoriaus pralaidumas (intensyvumui) apibūrinamas tokia formule:

$$T = \frac{t_1 t_2}{1 + r_1 r_2 - 2\sqrt{r_1 r_2} \cos(\varphi)}; \quad (2.1)$$

čia $r_{1,2}$, $t_{1,2}$ yra elektrinio lauko atspindžio ir pralaidumo koeficientai (intensyvumo atspindžio ir pralaidumo koeficientai atitinkamai yra: $R_i = r_i^2$ ir $T_i = t_i^2$, $R_i + T_i = 1$); φ - fazės pokytis per pilną rezonatoriaus apėjimą, kai banga λ , krinta rezonatoriaus optinės ašies atžvilgiu kampu α : $\varphi = (l \cos(\alpha) - l_0) \cdot 2\pi/\lambda$; l - visas rezonatoriaus ilgis, l_0 - visas

rezonansinis ilgis ($l_0 = n\lambda$, čia n – sveikasis skaičius, reiškiantis išilgines modas, λ – bangos ilgis medžiagoje). Formulė (2.1) aprašo Frenelio žiedų susidarymą didelės apertūros rezonatoriuose. Žiedai 4 paveiksle gauti naudojant (2.1) formulę. Rezonatoriaus ilgis l yra keičiamas, o rezonansinis ilgis l_0 fiksuotas. Taigi, atsižvelgiant į eksperimentinius rezultatus, derinamas vidinio žiedo diametras. Grubi eksperimento rezultatų interpretacija pateikta 4 paveiksle. Paprastumo dėlei koordinatų sistema susiejama su rezonatoriaus optinės ašies kryptimi. Užuot sukus rezonatorių, keičiamas kaupinimo pluošto kampas $\alpha_0 = (\alpha_{0,x}, \alpha_{0,y})$ abiem x ir y kryptimis. Jos atitinkamai yra fazinio sinchronizmo ir jam statmena kryptys.



4 pav. Šalto rezonatoriaus Frenelio žiedų struktūra. Baltas skritulys žymi kaupinimo kryptį. Užbrūkšniuoti skrituliai žymi galimas (simetriškai kaupinimui) PŠG kryptis. Vienos poros atveju signalinė ir skirtuminė bangos yra tame pačiame rezonansiniame žiede (ta pati išilginė moda). Dviejų porų atveju abi bangos yra skirtinguose žieduose. Atstumas tarp žiedų atvirkščiai proporcingas rezonatoriaus ilgiui, vidinio žiedo diametras priklauso nuo rezonatoriaus nederinimo.

PŠG emisija iš esmės lemia trys sąlygos:

- 1) Mini rezonatoriaus rezonansinis pralaidumas (2.1 formulė), dėl kurio spinduliuotė turėtų priklausyti rezonansiniams žiedams;
- 2) fotonų suminio momento tvermės dėsnis skersinėje plokštumoje, t.y. signalinė ir skirtuminė bangos tolimajame lauke turi būti simetriškos kaupinimui;
- 3) fotonų suminio momento tvermės dėsnis išilgine kryptimi, t. y. fazinis sinchronizmas.

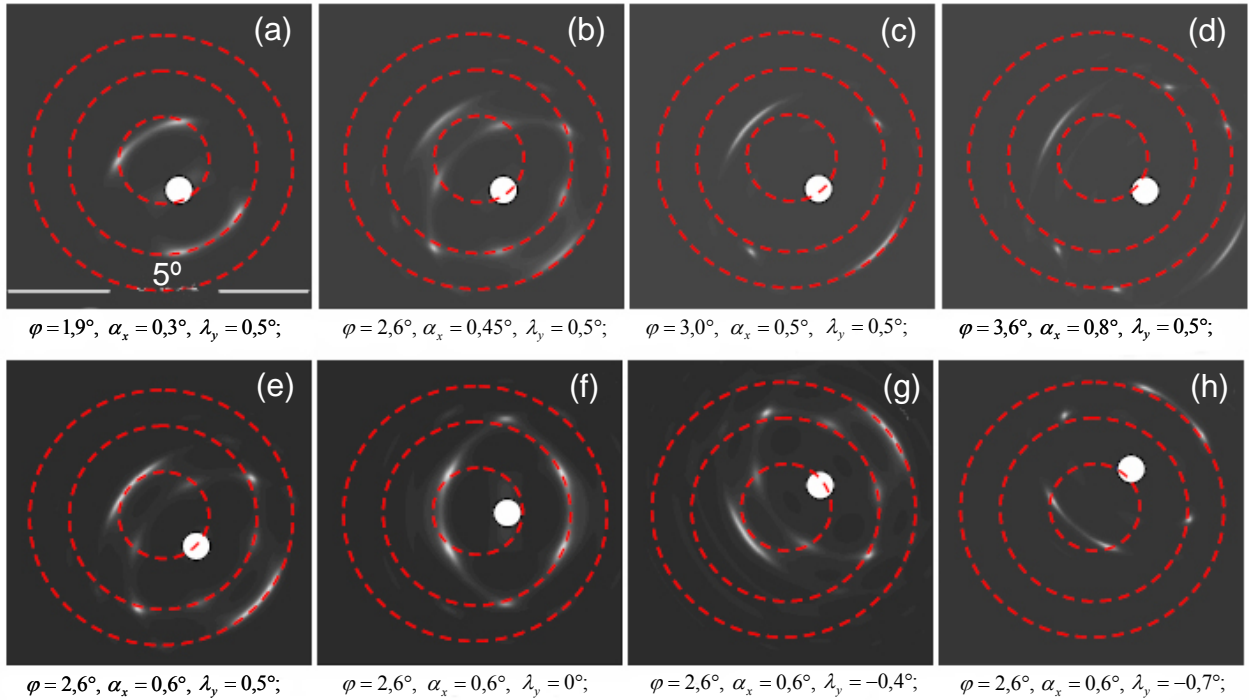
Užbrūkšniuoti apskritimai 4 paveiksle žymi galimas PŠG emisijos kryptis. Kai visos trys sąlygos tenkinamos, stebimas sudėtingas erdvinis šviesos darinys tolimame lauke.

Matematiškai bendra PŠG stiprinimo koeficiento formulė tiesiniu režimu

$$g(\alpha_{1,2}) = -\frac{\beta_1(\alpha_1) + \beta_2(\alpha_2)}{2} + \sqrt{\gamma(\alpha_{1,2})^2 + \frac{(\beta_1(\alpha_1) - \beta_2(\alpha_2))^2}{2}} \quad (2.2)$$

yra nesunkiai išvedama iš lygčių, aprašančių parametrinį stiprinimą terpėje su nuostoliais [16]. Čia $\beta_{1,2}(\alpha_{1,2})$ yra abiejų generuojamų bangų nuostolių koeficientai, priklausantys nuo kampo (t. y. nuo rezonatoriaus pralaidumo žiedų, apibrėžtų pirmąja sąlyga); $\gamma(\alpha_{1,2})$ - stiprinimo koeficientas, priklausantis nuo kampo tarp abiejų generuojamų bangų (fazinio sinchronizmo kūgis vektorinio sinchronizmo atveju, 3 sąlyga). Esant dideliame stiprinimo koeficientui, t. y. kai $\gamma \gg \beta_{1,2}$, (2.2) galima supaprastinti: $g(\alpha_{1,2}) = \gamma(\alpha_{1,2}) - (\beta_1(\alpha_1) + \beta_2(\alpha_2))/2$. Nuostolių koeficientas gaunamas iš (2.1) formulės. Toliau reikia iškaityti fotono momento tvermės dėsnį (2 sąlyga) atžvilgiu kaupinimo krypties. Jei tariama, kad kaupinimo banga yra plokščioji, tuomet abiejų bangų emisijos kampai $\alpha_{1,2}$ tenkina sąlygą $\alpha_1 + \alpha_2 = 2\alpha_0$. Todėl (2.2) formulėje galima eliminuoti vieną iš kampų (tarkime α_2). Galiausiai fenomenologiškai įvedant fazinio sinchronizmo išraišką $\gamma(\alpha_{1,2})$ gaunama analitinė PŠG krypties kampo α_1 išraiška. Galutinė analitinė PŠG emisijos kampinio pasiskirstymo išraiška gana sudėtinga, todėl čia pateikiami tik apskaičiuoti tolimojo lauko erdviniai skirstiniai (5 pav.).

Kokybiškai eksperimentiškai gauti erdviniai skirstiniai (3 pav.) gerai sutampa su teoriškai apskaičiuotaisiais (5 pav.). Kūginės emisijos kampas kinta keičiant kaupinimo kampą sinchronizmo kryptimi (5 pav., (a - d)). Erdvinio lauko skirstinys (signalinė ir skirtuminė bangos) sukasi keičiant kaupinimo kryptį statmena sinchronizmui kryptimi (5 pav., (e - h)).

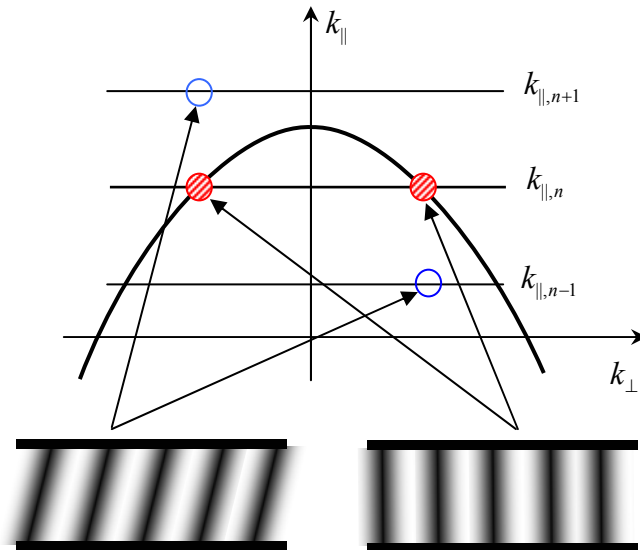


5 pav. Skaitmeniškai sugeneruoti PŠG tolimojo lauko skirstiniai. Rezonatoriaus nederinimas $\Delta = 0,2$, kokybė $F = 50$, stiprinimas $\gamma = 5$, φ - kampas tarp signalinės ir skirtuminės bangų, α_x - kampas tarp kaupinimo krypties ir rezonatoriaus optinės ašies fazinio sinchronizmo kryptimi, α_y - kampas priešinga faziniam sinchronizmui kryptimi. Punktyriniai žiedai žymi rezonansinių (Frenelio) žiedų padėtį.

Dryžiai išsigimusiame parametriniame šviesos generatoriuje

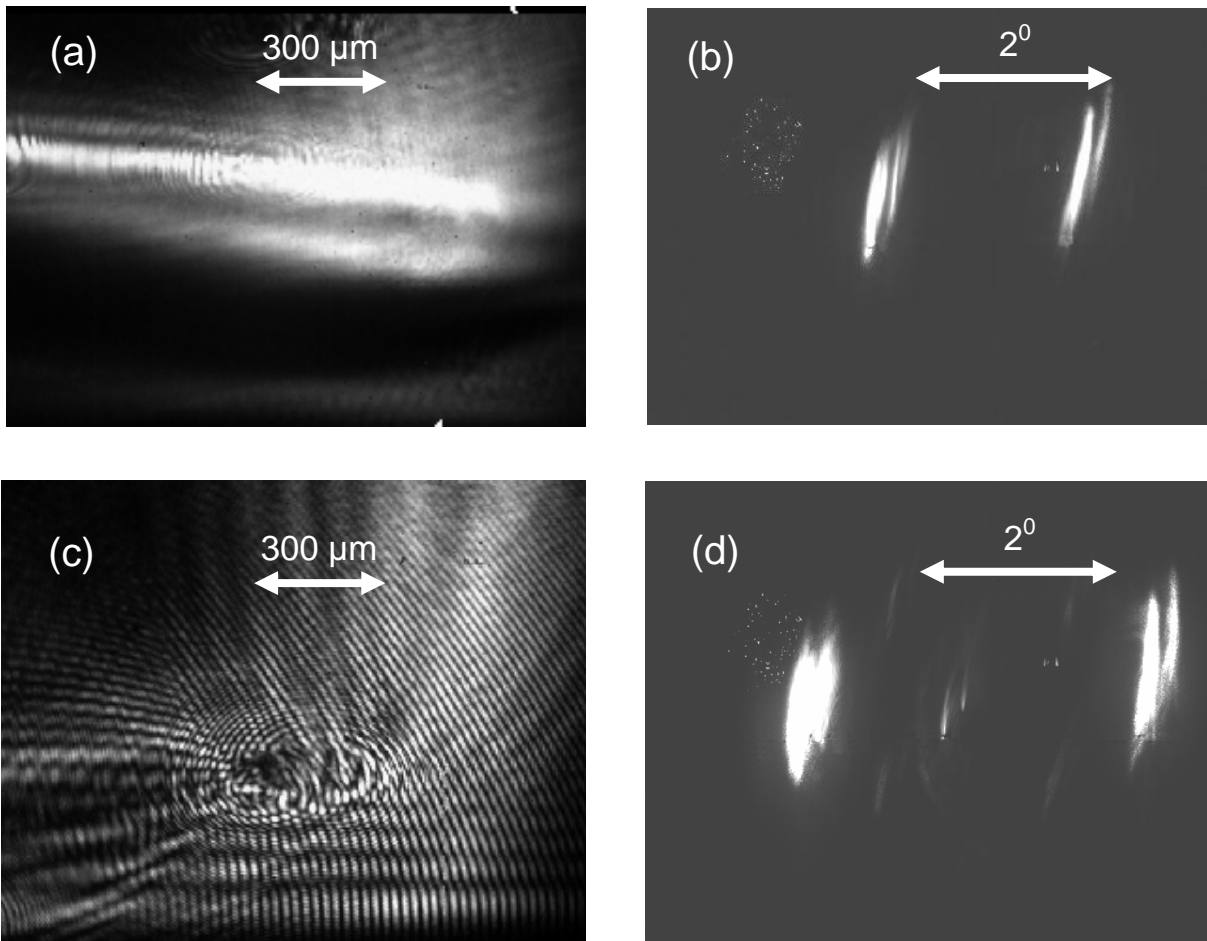
Dryžiai (angl. *rolls* arba *stripes*) gamtoje aptinkami įvairiose erdvinėse sistemose, kaip antai smėlio „bangos“ kopose, gyvūnų kailio raštai, taip pat laboratorinėse sistemose: Rayleigh Benard konvekcija [17], Taylor Couette srovės. Dryžiai numatomi ir netiesinėse optinėse sistemose: išsigimusiuose parametriniuose šviesos generatoriuose [18, 19] ir išsigimusių keturių bangų maišymo atveju [12]. Pastarojoje sistemoje dryžiai buvo stebėti eksperimentiškai [15]. Nors erdviųjų sistemų įvairovė gana didelė, dryžių dinaminės savybės aprašomos universaliu modeliu, kuris remiasi Swift Hohenberg lygtimi [20].

Nepaisant didelio skaičiaus eksperimentinių darbų, bei kai kurių eksperimentinių bandymų, išsigimusiuose PŠG dryžių susidarymas nebuvo stebėtas. Reikėtų išskirti keletą priežasčių: i) Teoriniuose modeliuose dažniausiai naudojamas vienos išilginės modos artinys, tuo tarpu realios sistemos yra daugiamodės, t. y. ne dvimatės, bet trimatės (papildomai atsiranda išilginė koordinatė, t. y. skirtingos išilginės modos). Tokiame trimačiame PŠG susidaro ne dryžiai, bet lamelės, kurios dar gali būti pakreiptos erdvėje (6 pav. apskritimų pora). Trimačių įkypių lamelių atveju rezonatoriaus išėjime susidaro judantys dvimačiai dryžiai. Todėl matuojant laike suvidurkintą lauko skirstinį nieko nestebima. ii) Net jei dryžiai priklauso tai pačiai išilginei modai (6 paveiksle užbrūkšniuoti skrituliai), dėl kvantinio ir techninio triukšmo jie erdvėje išplinta ir sumažina stebėjimo galimybes.



6 pav. Šviesos darinių formavimasis išsigimusiame PŠG. Parabolė atitinka erdvinės dispersijos kreivę (išilginės bangos vektoriaus komponentės k_{\parallel} priklausomybė nuo skersinės k_{\perp}) pagrindiniam dažniui. Rezonatoriaus ilgis sąlygoja vertikalų modų pasislinkimą ir neašinę emisiją (užbrūkšniuoti skrituliai), dėl to formuojasi dryžiai. Taip pat galimas ir neišsigimusių dryžių formavimasis (pora apskritimų), kai dažniai yra paslinkti per sveikąjį skaičių tarpmodinių dažnių $\pm \Delta\omega, \pm 2\Delta\omega \dots$

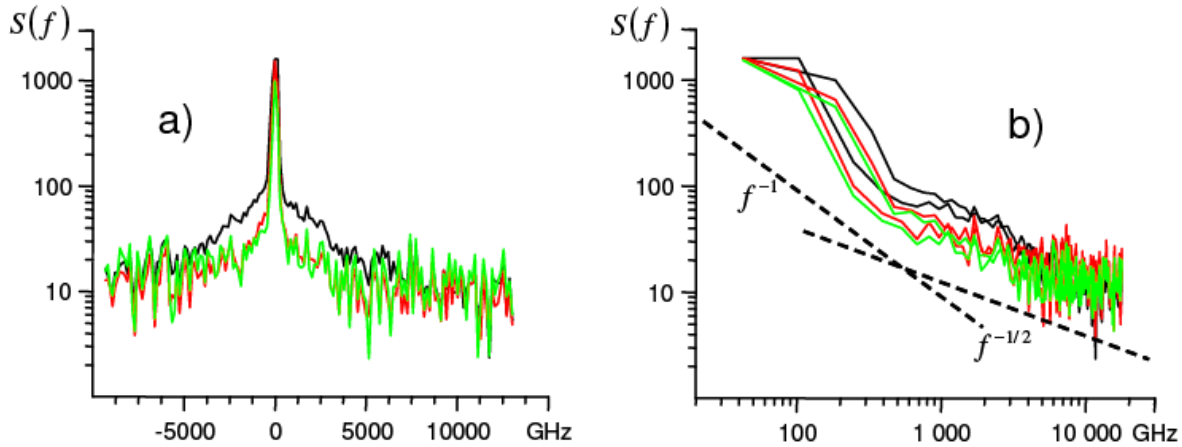
Abi šios problemos gali būti išspręstos naudojant sąlygiškai trumpus (milimetrinio ilgio) rezonatorius. Trumpas rezonatorius padidina atstumą tarp išilginių modų. Papildomai naudojamas silpnas pagrindinio dažnio užkratas surakina išilgines modas. Įvykdžius šias sąlygas, pavyko pirmą kartą stebėti dryžių susidarymą išsigimusiam PŠG. Eksperimento sistema aprašyta 2 skyrelyje ir pateikta 1 paveiksle. Užkrato (injekcijos) impulso energija neviršijo 0,2 mJ. 7 paveiksle matome PŠG artimojo ir tolimojo lauko skirstinius be užkrato (a, b), ir su užkratu (c, d). Matyti, kad be užkrato artimas laukas praktiškai homogeniškas. Tolimajame lauke stebima kūginė emisija. Artimame lauke (su užkratu) aiškiai stebimas dryžių susidarymas, tuo tarpu tolimame lauke darinys praktiškai nekinta, tik papildomai tarp dviejų bangų stebimas taškas – užkratas.



7 pav. Dryžių susidarymas PŠG: atitinkamai artimojo ir tolimojo lauko skirstiniai (a) ir (b) - be užkrato; (c) ir (d). Tolimo lauko vaizdas sudvejintas dėl eksperimentinio artefakto.

Kitas svarbus rezultatas išplaukia iš laikinio dryžių darinio spektro matavimo. Paprastai PŠG turi Lorencio pavidalo laikinį spektrą su asimptotiniu slopimo dėsniumi $|\omega - \omega_{rez}|^{-2}$ (esant dažniams, pakankamai tolimiems nuo rezonanso). Tačiau šiuo atveju dryžių galios spektras artimesnis $|\omega - \omega_{rez}|^{-1}$ dėsniumi. Tai vadinamasis $1/f$ triukšmas (8 pav.). Su $1/f$ triukšmu

susiduriama ne tik įvairiose fizikinėse sistemose, bet ir technologijoje, biologijoje, astrofizikoje, geofizikoje ir socialologijoje, t. y. visur, kur galios spektras aprašomas $f^{-\alpha}$ priklausomybe, kai α artimas vienetui (t. y. $0,5 \leq \alpha \leq 1,5$) [21, 22]. Neseniai $1/f$ triukšmas susietas su sistemos erdvės laipsniais [23, 24].



8 pav. Eksperimentiškai užregistruotas PŠG laikinis spektras esant silpnam užkratui: (a) atidėtas tiesinėje-logaritminėje skalėje; (b) logaritminėse skalėse. Brūkšninės linijos žymi f^{-1} ir $f^{-1/2}$ galios spektrą. Log-log skalėse kairioji spektro pusė veidrodžiškai atvaizduota dešiniojoje pusėje simetriškai pagrindiniam dažniui.

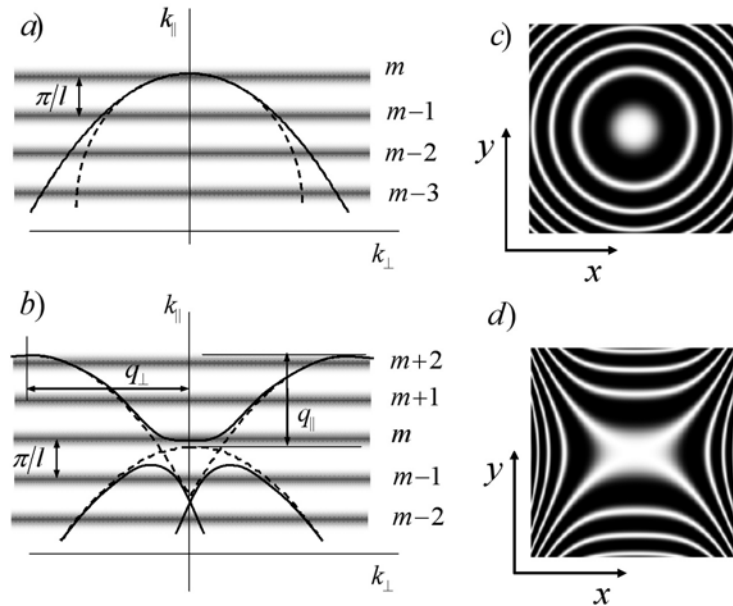
3. Fotoninių kristalų rezonatoriai ir jų difrakcinės savybės

Šiame skyriuje pateikta medžiaga publikuota [A5 ir A6] straipsniuose.

Trečioji dalis „Difrakcijos valdymas fotoninių kristalų rezonatoriuose“ skirta fotoninių kristalų rezonatorių erdvinės dispersijos eksperimentiniam ir teoriniam tyrimui, bei technologijai. Fotoniniai kristalai (FK), medžiagos su periodine lūžio rodiklio moduliacija, aktyviai tyrinėjami nuo pat 1987 metų, kai jie buvo pasiūlyti [25]. Dažniausiai tiriamos FK laikinės dispersijos savybės. Pirmiausia buvo atrasta, kad dėl periodinės lūžio rodiklio moduliacijos susidaro draustinių dažnių juostos [26-29]. Vėliau pastebėta, kad erdvinės dispersijos savybės taip pat smarkiai pakinta fotoniniame kristale. Atitinkamos simetrijos fotoniniame kristale difrakcija gali būti neigiama arba lygi nuliui. Dėl to ir gaunama pluošto savikolimacija [5-7, 30-33]. Šiame darbe pirmą kartą susiejami Fabri ir Pero tipo rezonatoriai ir fotoniniai kristalai, taip pat tiriamos jų erdvinės dispersijos savybės.

Fabri ir Pero rezonatoriaus išilginių bei skersinių modų struktūra gerai žinoma. Rezonatoriaus modų struktūra esant monochromatinei spinduliutei, kurios dažnis ω , pavaizduota 9 paveiksle (a, c). Bangos vektoriaus modulis $|k| = \omega/c = 2\pi/\lambda$. Išilginės

rezonatoriaus modos priklauso nuo rezonatoriaus sąlygų (rezonatoriaus ilgio): $k_{\parallel} = 2\pi m/(2l)$; čia m yra išilginės modos skaičius, l – rezonatoriaus ilgis. Tuomet rezonatoriaus skersinės bangos vektoriaus komponentės išreiškiamos taip: $k_{\perp} = \sqrt{|\mathbf{k}|^2 - k_{\parallel}^2} = \sqrt{(\omega/c)^2 - (\pi m/l)^2}$ (9 pav., (c)). Tai sąlygoja rezonatoriaus išvade koncentrinis Frenelio žiedus. Homogeninio rezonatoriaus atveju šviesos difrakcija yra fiksuota. Keičiant rezonatoriaus ilgį, yra tiesiog keičiamas tik Frenelio žiedų dydis. Iš paveikslą (b) matyti, kaip rezonatoriaus Frenelio žiedų sistema gali būti modifikuota sukūrus rezonatoriuje dvimatę lūžio rodiklio moduliaciją. (Dvimatė lūžio rodiklio moduliacija šiuo atveju reiškia, kad lūžio rodiklis moduluojamas dviem kryptimis: statmenai rezonatoriaus optinei ašiai ir išilgai optinės ašies.) Galima situacija (9 pav., (b)), kai dispersijos kreivės centrinė dalis yra sąlygiškai plokščia, dėl to galima tikėtis palyginti plataus ir homogeniško rezonatoriaus kampinio pralaidumo moduliacijos kryptimi (9 pav., (d)).



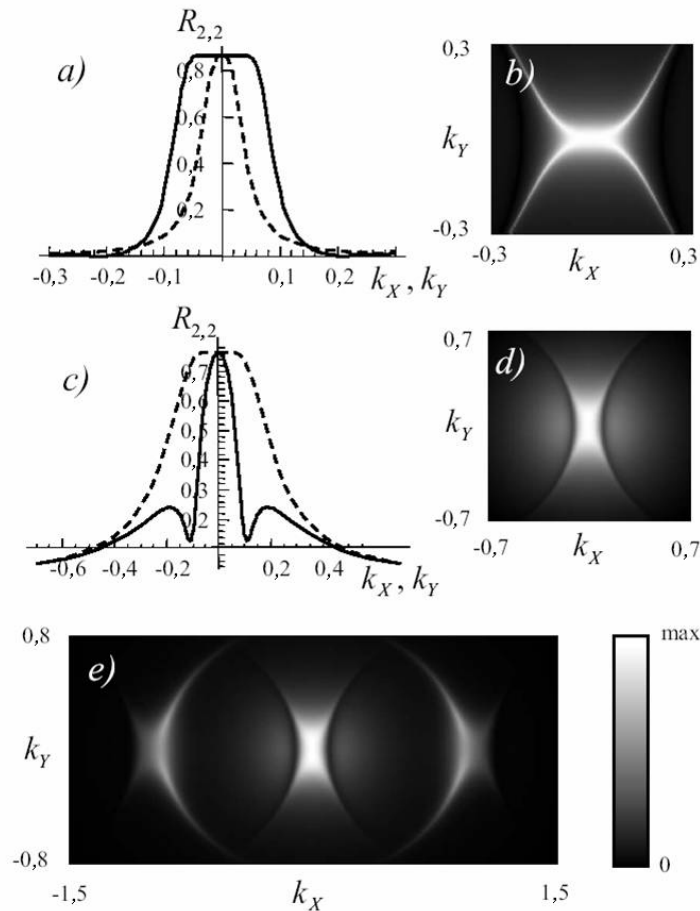
9 pav. Erdvinės dispersijos kreivės plokščiosios monochromatinės bangos homogeniniame rezonatoriuje atveju (a); Blocho modos fotoniniame kristale (brūkšninė kreivė atitinka Blocho modas, kai lūžio rodiklio moduliacijos gylis artėja prie nulio) (b); homogeninio rezonatoriaus Frenelio žiedai (c) ir rezonatoriaus modų struktūra esant vidinei lūžio rodiklio moduliacijai viena skersine kryptimi (d).

Palyginti su homogeniniu rezonatoriumi, iš fotoninių kristalų modifikuoto rezonatoriaus spinduliuotė gali sklirti platesniu arba siauresniu kampu. Išskirti du erdvinės dispersijos atvejai:

- *Subdifraktinis* – spinduliuotės, išeinančios iš rezonatoriaus centrinės dalies, plokščioji sritis yra sąlygiškai plati. Tai lemia palyginti platų erdvinį spektrą, kurį praleidžia rezonatorius. (10 pav., (a) ir (b)).
- *Superdifraktinis* – plokščioji sritis yra sąlygiškai siaura. Šiuo atveju rezonatorius praleidžia labai siaurą erdvinį spektrą. (10 pav., (c – e)).

Esant *subdifrakciniam* režimui, kuriam spinduliuotės, išeinančios iš rezonatoriaus, kampas X kryptimi (lūžio rodiklio moduliacijos kryptimi) yra didesnis nei Y kryptimi. Tai parodyta 10 paveiksle, (a) ir (b). Priešingas - *superdifrakcinis* režimas pavaizduotas 10 paveiksle, (c), (d) ir (e). Šiuo atveju rezonatoriaus išvade yra siauras spinduliuotės kampas (X) kryptimi – vyksta erdvinio spektro filtravimas. Abiem atvejais gaunamas stiprus anizotropinis rezonansas.

Stipri lūžio rodiklio moduliacija, didelės kokybės rezonatoriuje ($SQ^{3/4} > 1$) sąlygoja *subdifrakcinį* režimą. Priešingai, silpna lūžio rodiklio moduliacija mažos kokybės rezonatoriuje ($SQ^{3/4} < 1$) sąlygoja *superdifrakcinį* režimą – erdvinį filtravimą. Čia Q – rezonatoriaus kokybė, S – difrakcinis efektyvumas. Skiriamoji *subdifrakcinio* ir *superdifrakcinio* režimų riba yra tuomet, kai išvadinės spinduliuotės kryptingumas sutampa su homogeninio rezonatoriaus spinduliuotės kryptingumu.



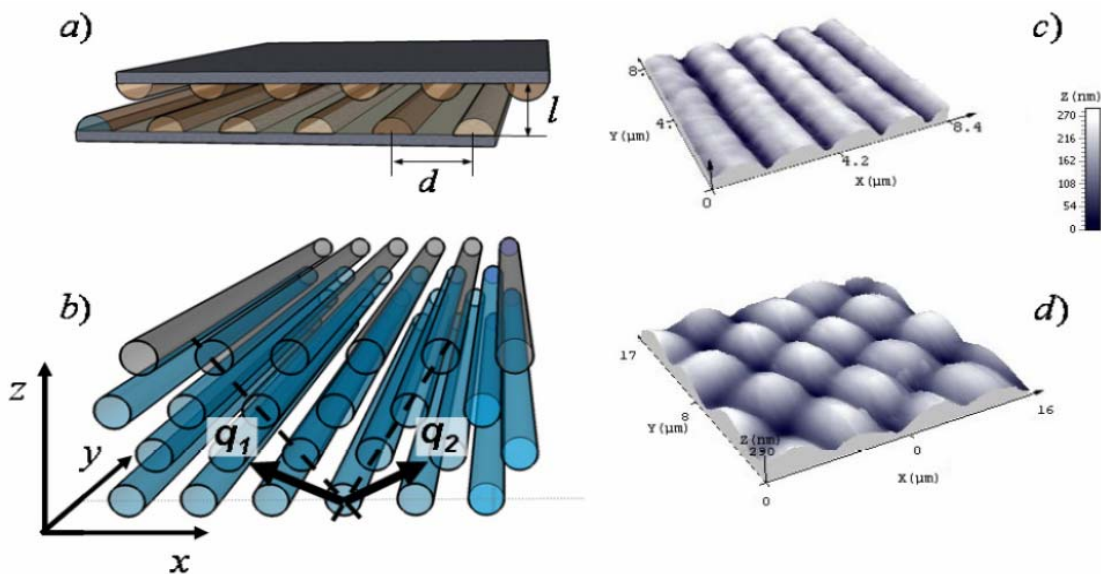
10 pav. Pralaidumas esant *subdifrakciniam* režimui (a – b) ir *superdifrakciniam* (c – e).

Labai svarbus yra metodas, kuriuo sukuriama vidinė lūžio rodiklio moduliacija rezonatoriuje. Abiejų plokščiųjų veidrodžių paviršiuje sukuriama vienmatė (arba dvimatė) periodinė lūžio rodiklio moduliacija (fazinė gardelė), (11 pav.). Veidrodžiai su gardelėmis paslenkami vienas kito atžvilgiu per pusę moduliacijos periodo. Rezonatoriaus ilgis $2l$ atitinka tūrinio fotoninio kristalo vieną išilginį periodą. Taigi pusė FK išilginio periodo

tarytum išpjaunama iš kristalo ir patalpinama tarp rezonatoriaus veidrodžių. Čia reikia pastebėti, kad paprastai FK išilginis periodas negali būti derinamas, tuo tarpu rezonatoriuje jis laisvai keičiamas. Pavaizduotas (11 pav., (a)) FK su dvimate vidine lūžio rodiklio moduliacija, atitinka dvimatį FK (11 pav., (b)). Toks rezonatorius sudaromas iš dviejų veidrodžių su vienmate lūžio rodiklio moduliacija. FK su trimate vidine lūžio rodiklio moduliacija sudaromas iš dviejų veidrodžių su dvimate lūžio rodiklio moduliacija (kryžiuotomis fazinėmis difrakcinėmis gardelėmis).

Moduliuotųjų veidrodžių gamybos technologijos

Rezonatoriams buvo naudojami didelio atspindžio (esant $R = 98,5\%$ 532 nm bangai) dielektriniai veidrodžiai, užgarinti ant mažo šiurkštumo ($\lambda/20$) kvarcinių padėklų. Fazinės difrakcinės gardelės veidrodžių paviršiuje buvo formuojamos naudojant standartinę kontaktinę UV litografijos technologiją. Pirmiausia veidrodžių paviršius sukimo būdu padengiamas 490 - 420 nm storio, ($n=1,58$) fotorezisto MICROPOSIT[®] S1805 sluoksniu. Toliau eksponuojamas ir ryškinamas. Taip suformuotos gardelės profilis artimas stačiakampiui, todėl, norint gauti moduliacijos profilį, artimą harmoniniam, bandiniai buvo atkaitinami. Skenuojančiu atominių jėgų mikroskopu (AFM) užregistruotas vienmatės 2 μm ir dvimatės 4 μm gardelės paviršiaus profilis pavaizduotas 11 paveiksle, (c) ir (d). Dvimatės gardelės atveju fotorezisto sluoksnis eksponuojamas du kartus pasukus šabloną 90⁰ kampu.



11 pav. Principinė schema: (a) fotoninių kristalų rezonatorius su dvimate vidine lūžio rodiklio moduliacija, (b) jį atitinkantis fotoninis kristalas. Kontaktinės UV litografijos būdu dielektrinio veidrodžio paviršiuje suformuota lūžio rodiklio moduliacija: (c) vienmatė (2 μm), (d) dvimatė (4 μm).

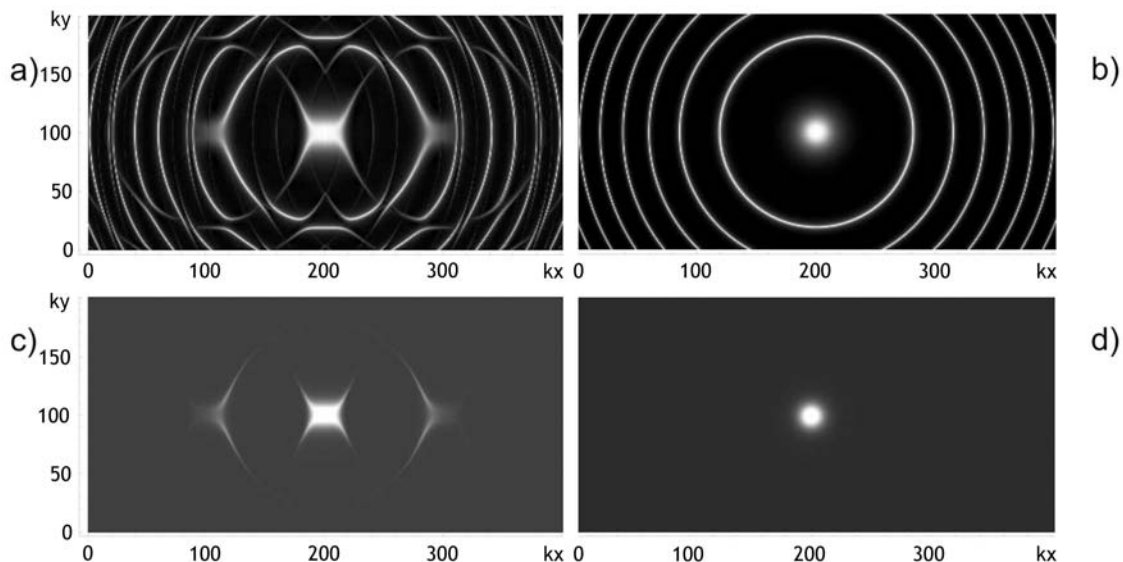
Fazinių difrakcinių gardelių gamybą atliko KTU Fizikinės elektronikos institutas. Kontaktinės UV litografijos būdu buvo suformuotos 2 μm , 4 μm ir 15 μm periodo gardelės. Taip pat gardelės buvo formuojamos naudojant lazerinę interferencinę litografiją ir

plazmocheminį ėsdinimą [34]. Buvo parodyta, kad pastarieji metodai taip pat tinka fazinių difrakcinių gardelių fabrikavimui dielektrinių veidrodžių paviršiuje.

Veidrodžių dielektrinės dangos suprojektuotos ir pagamintos UAB *Optida*.

Teorija

Fotoninių kristalų rezonatoriams aprašyti sukurti du modeliai: *skleidimo modomis* ir *sklaidos matricų*. Skleidimo modomis modelis [A5] įskaito tik žemiausias modas ir iš dalies analizuoja „išpakuotą“ (11 pav., (b)) FK rezonatorių (praktiškai rezonatorių, atitinkantį tūrinį FK). Sklaidos matricų modelyje analizuojamas šviesos sklidimas pačiame rezonatoriuje [A6]. Palyginimui abu modeliai pateikti 12 paveiksle: (a) pilnas FK rezonatoriaus pralaidumas, apskaičiuotas naudojant sklaidos matricų modelį; (b) homogeninio rezonatoriaus pralaidumas; (c) ir (d) atitinkamai moduluoto FK ir homogeninio rezonatoriaus pralaidumai, apskaičiuoti naudojant skleidimo modomis modelį. Matome, kad abiem modeliais gaunamas praktiškai tas pat rezultatas centre (tą patvirtina ir detali analizė), tačiau skleidimo modomis modelis neįskaito rezonatoriaus žiedų.



12 pav. Dvimačio FK rezonatoriaus pralaidumas apskaičiuotas: (a) naudojant *sklaidos matricų* modelį, kurio parametrai: $s = 0,35$, $t = 0,07$, $\varphi = -0,27$; (c) naudojant *skleidimo modomis* modelį, kurio parametrai: $s = 0,75$, $t = 0,07$, $\varphi = -0,395$. Atitinkamas homogeninio rezonatoriaus skirstinys (kai $s = 0$, $\varphi = 0$) pavaizduotas dešinėje (b, d).

Skaidos matricų modelis

Modelyje analizuojamas šviesos sklidimas rezonatoriuje, t. y. paeiliui skaičiuojamas elektromagnetinis laukas šviesai perėjus per kiekvieną iš elementų:

- (i) šviesos difrakcija nuo moduluoto veidrodžio paviršiaus;
- (ii) šviesos sklidimas tarp rezonatoriaus veidrodžių;
- (iii) moduluotų veidrodžių gardelių periodų pasislinkimas vienas kito atžvilgiu (m);

- (iv) dalinis atspindys nuo veidrodžio paviršiaus. Po to, kai apskaičiuojamas lauko pakitimas per visą rezonatoriaus apėjimą (sudauginant atitinkamas transformacijos matricas), rezonatoriaus pralaidumo matrica yra randama standartiniu būdu – pridedant plokščiąją bangą, ateinančią į rezonatorių, ir ieškant pastovios būsenos.

Veidrodžių paviršiaus moduliacija sąlygoja difracinius komponentus atspindyje. Tada bangos vektoriaus skersinės komponentės yra $k_{\perp} + \vec{q}_{m,n}$, čia $\vec{k}_{\perp} = (k_x, k_y)$ yra į rezonatorių kritusios šviesos skersinės bangos vektoriaus komponentės, $\vec{q}_{m,n} = (mq_x, nq_y)$ yra moduliacijos bangos vektoriai. Vertinant tiksliai, reikėtų įskaityti visas įmanomas lauko harmonikas. Tačiau dažnai (kaip ir šiuo atveju) visiškai užtenka įskaityti centrinę harmoniką ir pirmosios eilės difracinius maksimumus. Taigi veidrodžiams su vienmate (1D) moduliacija gauname tris komponentus. Dvimatės (2D) moduliacijos atveju gaunami penki komponentai. Taigi optinis laukas aproksimuojamas taip:

$$A(\mathbf{r}) = e^{i(k_x x + k_y y)} (a_{0,0} + a_{-1,0} e^{-iq_x x} + a_{+1,0} e^{iq_x x} + a_{0,-1} e^{-iq_y y} + a_{0,+1} e^{iq_y y}) \quad (3.1)$$

Kad būtų patogiau užrašyti, toliau laukas pateikiamas kaip vektorius, sudarytas iš plokščiosios bangos komponentų:

$$\vec{A} = (a_{0,-1}, a_{-1,0}, a_{0,0}, a_{+1,0}, a_{0,+1})^T \quad (3.2)$$

$\vec{q}_{\perp} = (q_x, q_y)$ yra lūžio rodiklio moduliacijos banginiai vektoriai skersine kryptimi. Apskritai, q_x ir q_y gali skirtis vienas nuo kito, tačiau šiame modelyje (2D atveju) yra tariama kad $q_x = q_y = q_{\perp}$.

Toliau aptariamas lauko kitimas per rezonatoriaus ciklą.

Fazinės gardelės sklaida

Susidariusi fazės moduliacija veidrodžių paviršiuje sąlygoja lauko vektorių komponentių sąveiką atspindyje. Šiame penkių harmonikų modelyje sąveika, esant harmoninei moduliacijai, vyksta tarp centrinės komponentės $a_{0,0}$ ir šoninių maksimumų. Kiekvienai skersinei komponentei įvedamas sklaidos koeficientas atitinkamai s_x , ir s_y . Kvadratinės (2D) gardelės atveju $s_x = s_y = s$. Vienmatės (1D) moduliacijos atveju $s_x = s$, $s_y = 0$. Sklaida s gali būti susieta su dangos mikroskopiniais parametrais, tokiais kaip moduliacijos gylis ir fotorezisto lūžio rodiklis. Tačiau makroskopinis sklaidos parametras yra daug patogesnis, nes yra tiesiogiai susijęs su eksperimentiškai išmatuojamu gardelių difraciniu efektyvumu (s yra kvadratinė šaknis iš sklaidos intensyvumo šalutiniuose maksimumuose). Taigi sklaidos matrica yra tokia:

$$\hat{S} = \text{Exp} \begin{pmatrix} 0 & 0 & is_y & 0 & 0 \\ 0 & 0 & is_x & 0 & 0 \\ is_y & is_x & 0 & is_x & is_y \\ 0 & 0 & is_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & is_y & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Laisvasis sklidimas

Sklidimas laisva erdve yra išreiškiamas gretaašia sklidimo lygtimi:

$$\partial_z A(\mathbf{r}) = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 A(\mathbf{r}) \quad (3.4)$$

Čia $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ yra Laplaso operatorius, veikiantis skersinėje plokštumoje. Įstačius (3.1) į (3.4) gauname lygčių sistemą:

$$\partial_z a_{m,n} = -\frac{i}{2k_0} \left[(mq_x + k_x)^2 + (nq_y + k_y)^2 \right] a_{m,n}. \quad (3.5)$$

Integruodami (3.5) lygtį išilgai rezonatoriaus, gauname diagonaliąją transformacijos matricą:

$$\vec{P} = e^{ilk_0} \cdot \text{Diagonal} \left(e^{-iL(k_y+q_y)^2 - iLk_x^2}, e^{-iL(k_x+q_x)^2 - iLk_y^2}, e^{-iLk_x^2 - iLk_y^2}, e^{-iL(k_x-q_x)^2 - iLk_y^2}, e^{-iL(k_y-q_y)^2 - iLk_x^2} \right); \quad (3.6)$$

čia $L = l/(2k_0)$ yra normuotas linijinis rezonatoriaus ilgis.

Moduliuotųjų veidrodžių poslinkis vienas kito atžvilgiu

Norint įskaičiuoti gardelių poslinkį viena kitos atžvilgiu [išreikštą per $\vec{m} = (m_x, m_y)$], iš pradžių atskaitos sistema susiejama su pirmojo veidrodžio pozicija. Vėliau, skaičiuojant sklaidą nuo antrojo veidrodžio, paslinkto per tam tikrą dalį periodo, atskaitos sistema yra pakeičiama pritaikius operatorių

$$\vec{M} = \text{Diag} \left(e^{+im_y q_y}, e^{+im_x q_x}, 1, e^{-im_x q_x}, e^{-im_y q_y} \right). \quad (3.7)$$

Tada skaičiuojama sklaida nuo antrojo veidrodžio pagal (3.3) formulę. Pradinė atskaitos sistema atstatoma panaudojant \vec{M}^{-1} .

Rezonatoriaus veidrodžiai. Atspindžio koeficientas laikomas toks pat visoms harmonikoms, todėl įskaitomas standartiniu būdu – dauginant iš skaliarinio dydžio r . Taria, kad abiejų veidrodžių atspindžio koeficientai yra vienodi (tai atitinka praktinį eksperimentą).

Rezonatoriaus ciklas (apėjimas). Lauko kitimas per rezonatoriaus ciklą apskaičiuojamas sudauginant visus minėtus operatorius:

$$\hat{R} = r^2 \hat{P} \hat{M}^{-1} \hat{S} \hat{M} \hat{P} \hat{S}. \quad (3.8)$$

Rezonatoriaus perdavimo funkcija. Į rezonatorių krintanti plokščioji banga išreiškiama vektorine forma: $\vec{A}_0 = (0, 0, B_0, 0, 0)^T$. Vėliau apskaičiuojama spinduliuotės pastovi būseną per vieną rezonatoriaus ciklą. Kaip ir homogeninio Fabri ir Pero rezonatoriaus atveju, gaunama, kad spinduliuotė prie pirmojo veidrodžio yra

$$\vec{A} = t \left(\hat{I} - \hat{R} \right)^{-1} \vec{A}_0. \quad (3.9)$$

Vienintelis skirtumas yra tai, kad vietoj kompleksinių skaliarinių daugiklių šiame modelyje yra nagrinėjami bangos harmoninių komponentų vektoriai ir transformacijos matricos. Rezonatoriaus pralaidumo matrica yra tokia:

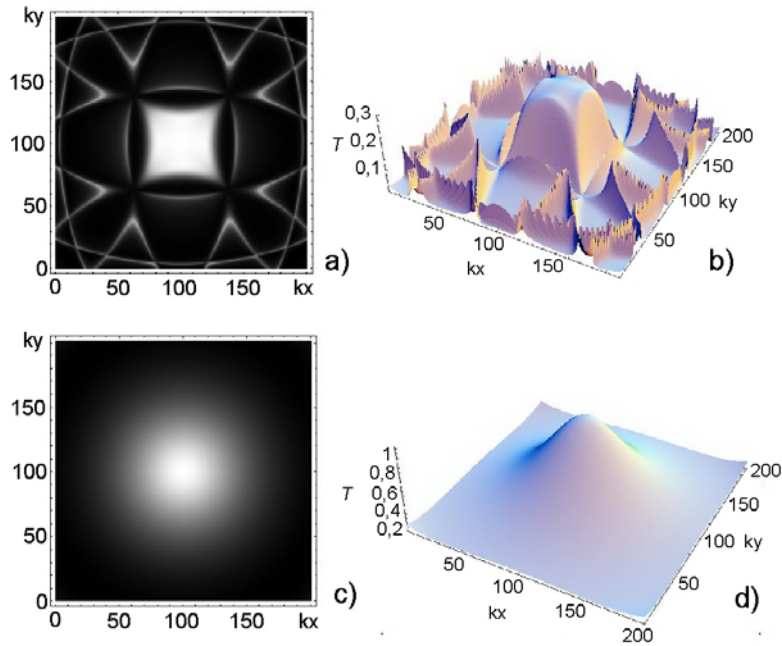
$$\hat{T} = t^2 \left(\hat{I} - \hat{R} \right)^{-1} = t^2 \left(\hat{I} - r^2 \hat{M}^{-1} \hat{P} \hat{S} \hat{M} \hat{P} \hat{S} \right)^{-1}. \quad (3.10)$$

Homogeninio komponento pralaidumas sąlygotas pralaidumo matricos elemento $T_{0,0}$. Rezonatoriaus sklaida į pirmąsias harmonikas (pirmuosius difrakcinius maksimumus) yra aprašoma atitinkamais matricos stulpelių elementais: $T_{-1,0}$ ir $T_{+1,0}$ difrakcijos komponentais x kryptimi, $T_{0,-1}$ ir $T_{0,+1}$ difrakcijos komponentais y kryptimi.

Teoriniai modeliai yra atlikti tiek su dviem moduluotais veidrodžiais, tiek su vienu moduluotu veidrodžiu. Pastaruoju atveju skaičiavimas yra paprastesnis nes nėra matricos, aprašančios moduliacijos pasislinkimą viena kitos atžvilgiu. Be to, išraiškoje lieka tik viena sklaidos matrica. Galutinė rezonatoriaus su vienu moduluotu veidrodžiu pralaidumo matrica yra tokia:

$$\hat{T} = t^2(\hat{1} - \hat{R})^{-1} = t^2(\hat{1} - r^2 \hat{P} \hat{P} \hat{S})^{-1}. \quad (3.12)$$

Šio teorinio modelio rezultatų pavyzdžiai pateikti 13 paveiksle. Čia parodyti rezonatoriaus, susidedančio iš vieno dvimačio moduluoto veidrodžio ir kito nmoduluoto veidrodžio, pralaidumo profiliai: (a) ir (b), kai $d = 4,2$, $s = 0,7$, $t = 0,05$, $\varphi = -0,47$; (c) ir (d) homogeninio rezonatoriaus profiliai, esant tokioms pat d , t ir φ parametrų reikšmėms.

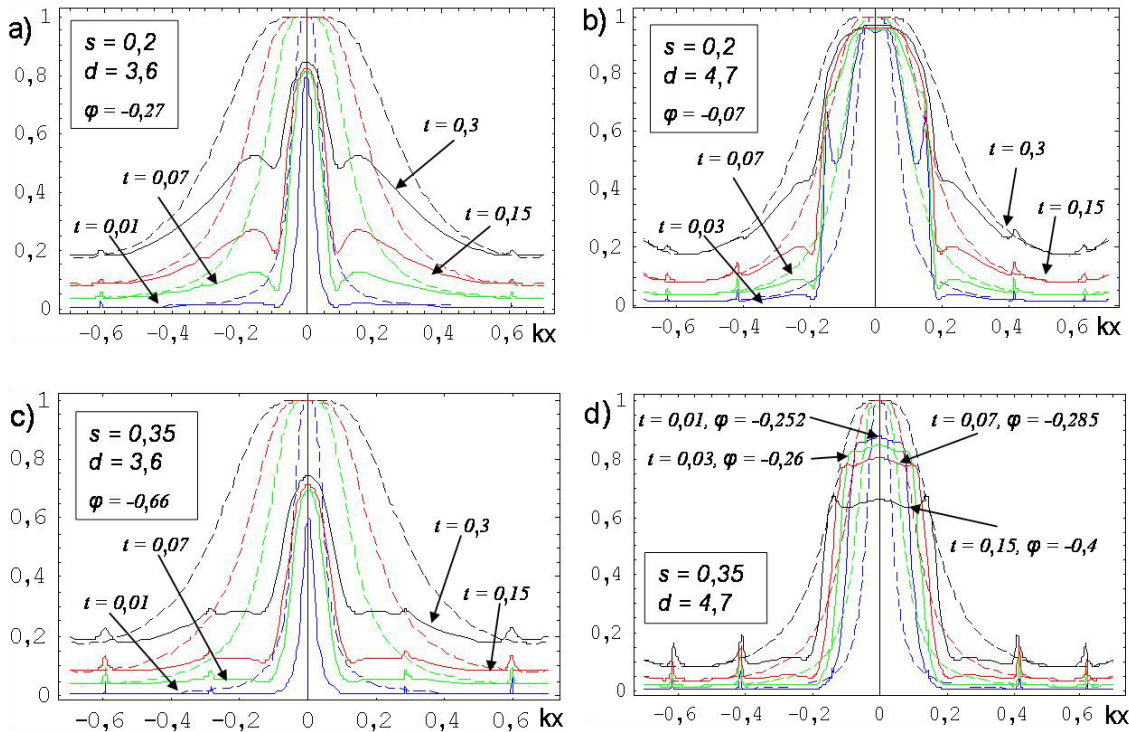


13 pav. Rezonatoriaus pralaidumo skirstiniai: (a) ir (b), kai $d = 4,2$, $s = 0,7$, $t = 0,05$, $\varphi = -0,47$; (c) ir (d) - homogeniniu atveju.

Parametrų analizė

Tiriamųjų fotoninių kristalų rezonatorių pralaidumo charakteristikos priklauso nuo daugelio parametrų: rezonatoriaus ilgio d , veidrodžių pralaidumo t , difrakcinio efektyvumo s ir fazės φ . Siekiant išsiaiškinti kiekvieno parametro įtaką rezonatoriaus pralaidumo charakteristikai, buvo atlikta parametrų analizė. Remiantis teoriniais modeliais, apskaičiuoti dvimačiai skirstiniai (tokie, kaip 12 pav.) nėra visiškai informatyvūs, todėl buvo analizuojami jų vidurio pjūviai. Dalis analizės, vertinančios rezonatoriaus veidrodžių pralaidumo įtaką FK rezonatoriaus pralaidumui, pateikta 14 paveiksle. Kairėje pavaizduotas

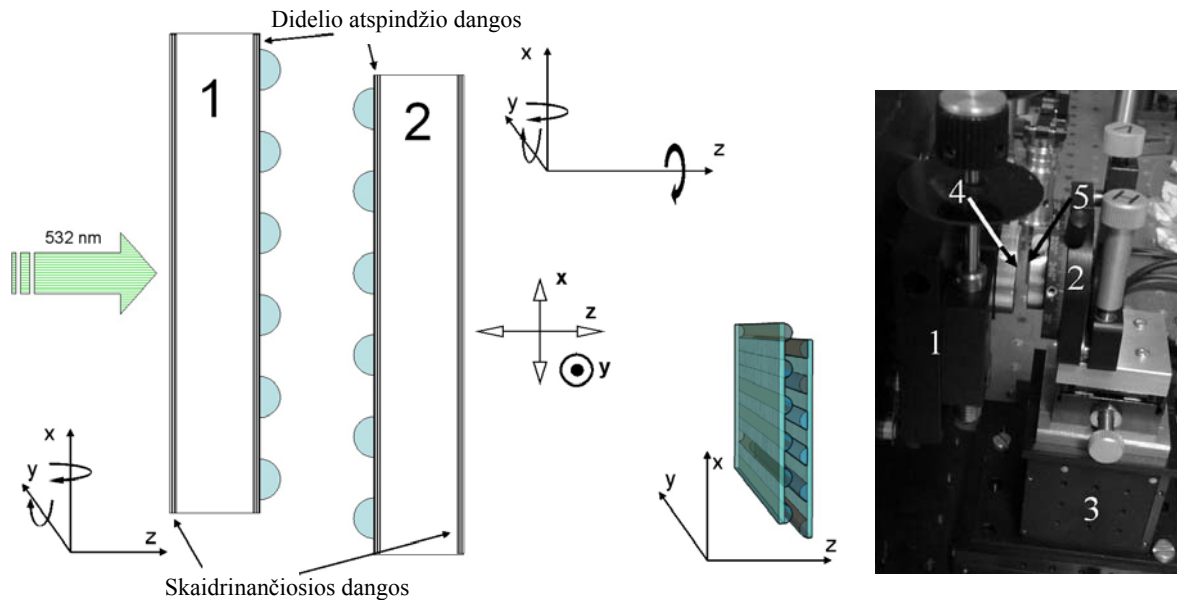
superdifrakcinis (filtravimo) režimas. Nesunku pastebėti, kad šis režimas (moduliuoto rezonatoriaus pralaidumas siauresnis už homogeninio) galimas esant tiek skirtingam veidrodžių pralaidumui, tiek gardelių difrakciniam efektyvumui. Dešinėje pavaizduotas subdifrakcinis režimas (kai FK rezonatoriaus pralaidumas platesnis už homogeninio rezonatoriaus) stebimas tik esant pakankamai mažam ($t \leq 0,07$) rezonatoriaus veidrodžių pralaidumui (14 pav., (d)). Sąlygiškai plokščiam skirstiniui pasiekti taip pat būtinas pakankamas gardelių difrakcinis efektyvumas (14 pav., (d), $s = 0,35$).



14 pav. FK rezonatoriaus su vienmately veidrodžių paviršiaus moduliacija pralaidumo (skerspjūvio $k_y = 0$) kampinė priklausomybė esant skirtingiems rezonatoriaus veidrodžių pralaidumams t .

Tyrimo metodika

Rezonatorių tyrimams buvo specialiai sukonstruota sistema, leidžianti tiksliai valdyti moduliuotų veidrodžių padėčių tarpusavyje (15 pav.). Mechaninė sistema susideda iš dviejų optinių elementų laikiklių. Vienas iš laikiklių (laikiklis 2) yra pritvirtintas prie pjezoelektrinio poslinkio stalo „Thorlabs“ APB 302. Juo galima valdyti vieno iš veidrodžių (veidrodžio 2) padėčių erdvėje visomis kryptimis (x, y, z) $0,05 \mu\text{m}$ tikslumu. Rezonatoriaus veidrodžių lygiagretumo suderinimui naudojamas nestandartinis laikiklis 1. Jame naudojama sliakinė mikrometrų pavara užtikrina didelį tikslumą, o masyvus korpusas ir tvirtinimas mažina išorinio mechaninio poveikio įtaką. Apskritai sistema yra jautri fazei, todėl bet koks mechaninis prisilietimas turi labai didelę įtaką rezonatoriaus charakteristikoms. Pjezoelektrinis poslinkio stalas ir specialus laikiklis 1 leido minimizuoti šią įtaką.



15 pav. Fotoninių kristalų rezonatorius.

Rezonatoriaus derinimui ir erdvinio pralaidumo tyrimui naudojamas nuolatinės veikos 532 nm bangos ilgio lazeris, kurio maksimali galia yra 0,1 mW. Erdvinio spektro išplėtimui prieš pat rezonatorių (~1 mm atstumu)) patalpinamas difuzorius (matinio stiklo plokštelė). Perėjusios per rezonatorių spinduliuotės tolimąjį lauką registruoja objektyvas ir CCD kamera. Esant mažam moduliacijos periodui (2 μm), difrakcijos kampai yra per dideli, kad turimais objektyvais juos pavyktų atvaizduoti į CCD. Todėl tokiu atveju atvaizduojama ekrane ir fotografuojama fotokamera.

Rezonatoriaus ilgis l artutinai buvo vertinamas pagal Fabri ir Pero rezonatoriaus Frenelio žiedo diametrą ir skaičiuojamas pagal formulę

$$l = \frac{\lambda \sqrt{z^2 + r^2}}{2(\sqrt{z^2 + r^2} - z)}; \quad (3.13)$$

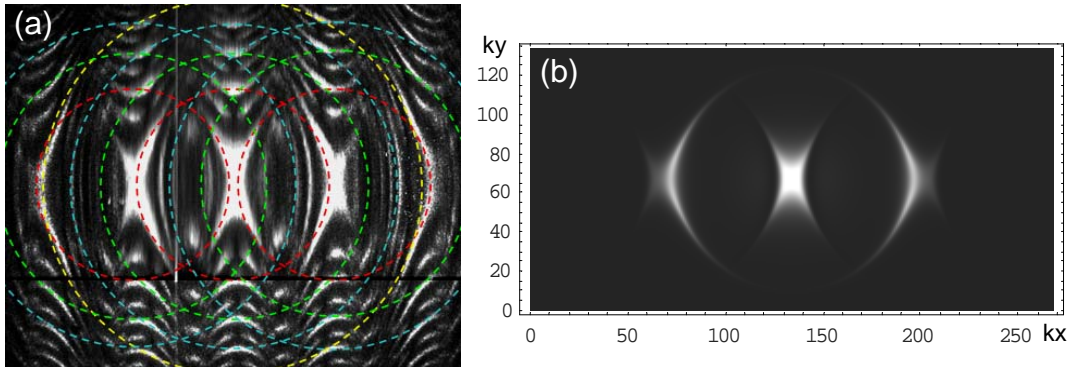
čia λ – bangos ilgis, z – atstumas nuo rezonatoriaus iki ekrano, r – žiedo spindulys ekrane.

. Fazė ir gardelių poslinkiui įvertinti buvo lyginami eksperimentiniai ir teoriniai rezultatai.

Fotoninių kristalų rezonatoriai su dvimate vidine lūžio rodiklio moduliacija

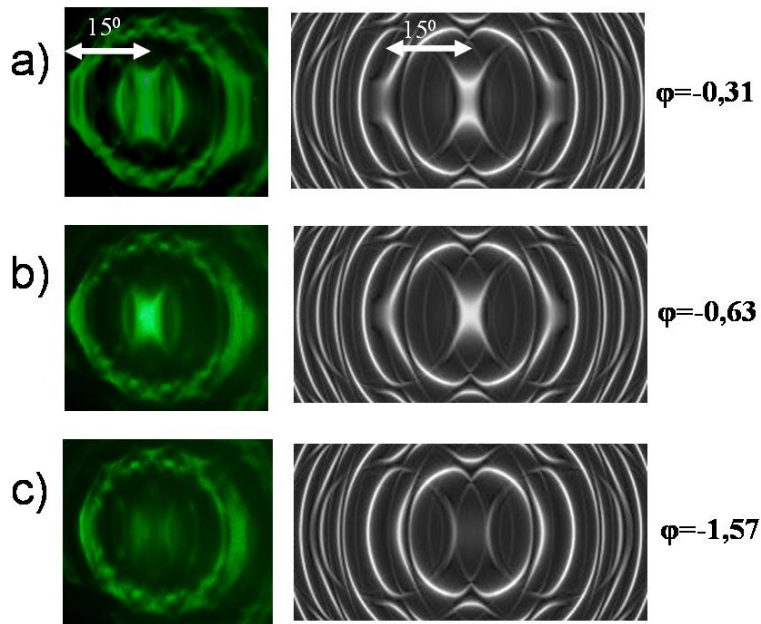
Pirmieji eksperimentiniai FK rezonatorių tyrimai buvo atlikti veidrodžių paviršiuje suformavus palyginti didelio periodo (15 μm) fazines difrakcines gardeles [A5]. Tokio FK rezonatoriaus kritinis ilgis $l = d^2/\lambda = 0,44 \text{ mm}$. Rezonatoriaus pralaidumas, kaip ir tikėtasi, buvo X formos (16 pav., (a)). Punktyrinės linijos rodo Frenelio žiedų padėtis. Galima pastebėti, jog X skirstiniui susiformuoti reikia, kad pirmojo Frenelio žiedo diametras būtų artimas kampui tarp pirmųjų difrakcinių maksimumų. Teoriškai sistema buvo modeliuota naudojant skleidimo modomis metodą (16 pav., (b)). Nustatyta, kad šis

modelis gerai aprašo centrinę skirtinio dalį, tačiau visiškai neaprašo aukštesnių modų sąlygojamų darinių. Eksperimentiškai užregistruotas tik superdifrakcinis režimas, todėl galima teigti, kad rezonatoriaus kokybė buvo maža (kaip buvo parodyta anksčiau, žemos kokybės rezonatoriuje subdifrakcinis režimas negalimas), o teorinis modelis tik iš dalies aprašo sistemą.



16 pav. Eksperimentiškai užregistruotas dvimačio FK rezonatoriaus su $15 \mu\text{m}$ periodo veidrodžių moduliacija pralaidumo skirstinys tolimajame lauke (a). Sumodeliuotas rezonatoriaus pralaidumo skirstinys naudojant sklaidimo modomis modelį (b): $s = 0,75$, $t = 0,2$, $d = 3,75$, $\varphi = -1,26$.

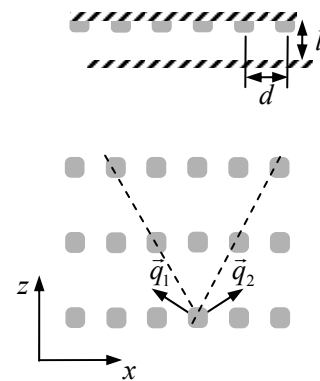
Tolesni eksperimentiniai tyrimai buvo atliekami su kur kas mažesnio periodo ($2 \mu\text{m}$) harmoninio profilio moduliacijos gardelėmis (11 pav., (c)). Rezonatoriaus su $2 \mu\text{m}$ periodo gardelėmis kritinis ilgis daug mažesnis ($l_{cr} = d^2/\lambda = 7,5 \mu\text{m}$), todėl sistema artimesnė realiam fotoniniam kristalui. Gardelių periodas galėtų būti ir mažesnis, tačiau $2 \mu\text{m}$ buvo kontaktinės litografijos galimybių riba. Be to, atsiranda fizinių kliūčių realizuojant labai trumpus rezonatorius. Veidrodžių ar gardelių paviršiuje nusėdusios dulkės ar defektai neleidžia pasiekti labai mažų (keleto mikronų eilės) atstumų. Taip pat iškyla pavojus pažeisti gardeles joms susilietus. Eksperimentiškai užregistruotas rezonatoriaus pralaidumo skirstinys gerai sutampa su teoriniu, apskaičiuotu naudojant sklaidos matricų metodą (17 pav.). Eksperimentiškai nėra galimybės nustatyti rezonatoriaus nederinimo fazės, todėl ji nustatoma pagal atitinkamus teorinius skirstinius. Paveiksle (b) pavaizduotas trijų bangų rezonansas, t. y. kai aplink pirmus difrakcinius maksimumus esantys Frenelio žiedai susikerta nulinio maksimumo taške (kai dispersijos kreivė gali būti sąlygiškai plokščia). Čia (a) ir (c) atitinka atvejį, kai sistema nuderinta nuo rezonanso. Nors eksperimentinių rezultatų kokybė nėra nepriekaištinga (praktiškai yra beveik neįmanoma gardeles orientuoti lygiagrečiai vieną su kita), tačiau jų pakanka tvirtinti, kad sklaidos matricų modelis visiškai aprašo dvimačius FK rezonatorius ir yra tinkamas jų analizei.



17 pav. Eksperimentiškai užregistruoti dvimačio FK rezonatoriaus su $2 \mu\text{m}$ periodo veidrodžių moduliacija pralaidumo skirstiniai tolimajame lauke (kairėje). Dešinėje sumodeliuoti rezonatoriaus pralaidumo skirstiniai naudojant sklaidos matricų modelį. Veidrodžių gardelės paslinktos viena kitos atžvilgiu per pusę moduliacijos periodo. Parametrai $s = 0,4$, $t = 0,2$, $d = 4,0$, $m = \pi$. Rezonatoriaus fazė derinama atsižvelgiant į eksperimentinius skirstinius.

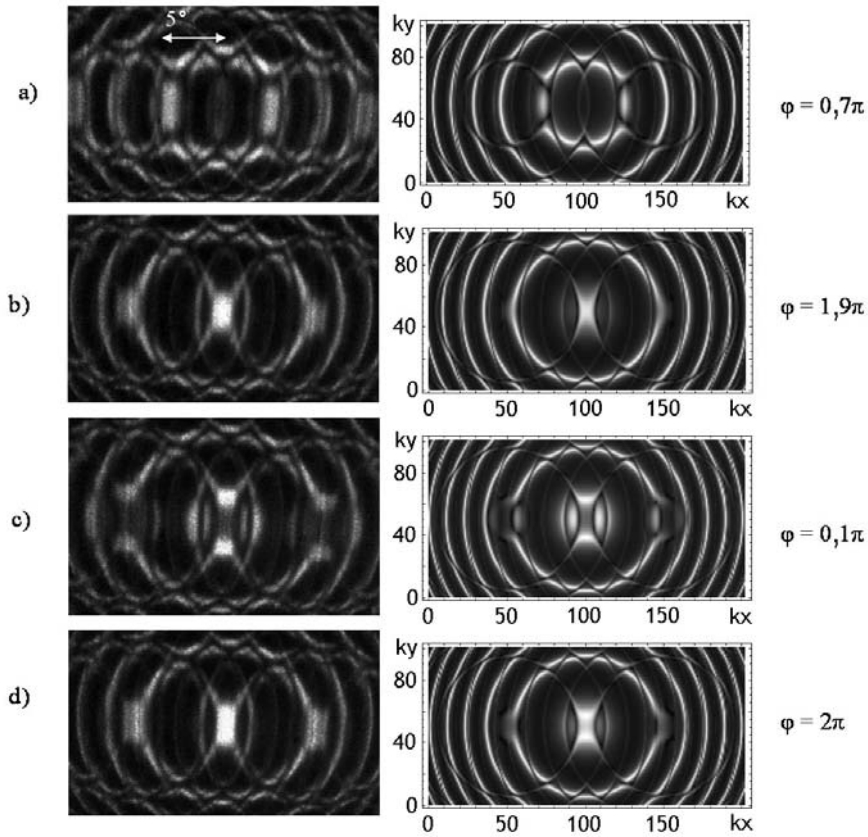
Fotoninių kristalų rezonatoriai su vienu moduliotu veidrodžiu

Modeliuojant fotoninių kristalų rezonatorius, iš pradžių buvo manoma, kad toks rezonatorius būtinai turi susidėti iš dviejų moduliuotų, paslinktų vienas kito atžvilgiu per pusę periodo veidrodžių. Tačiau, atliekant eksperimentus su skirtingo difrakcinio efektyvumo gardelėmis, buvo pastebėta, kad tuo atveju, kai vienos gardelės difrakcinis efektyvumas labai mažas, rezonatoriaus pralaidumo charakteristikos yra panašaus pobūdžio, kaip ir esant dviem moduluotiems veidrodžiams. Praktiškai FK rezonatorius su vienu moduliotu veidrodžiu realizuojamas kur kas paprasčiau (18 pav.). Nereikia derinti gardelių rėžių lygiagretumo ir tarpusavio poslinkio. Pakanka suderinti veidrodžių lygiagretumą ir tiksliai kontroliuoti rezonatoriaus ilgį. Sklaidos matricų teorinis modelis taip pat lengvai pritaikomas rezonatorių pralaidumo su vienu moduliotu veidrodžiu skaičiavimams ((3.12) formulė). Eksperimentui buvo naudojami 98,5 % atspindžio veidrodžiai. Kontaktinės UV litografijos būdu suformuotos difrakcinės gardelės efektyvumas buvo: 27 % nulinėje eilėje, $30,5 \% \pm$ pirmosios eilės maksimumuose ir po 5 % \pm antrosios eilės maksimumuose. Eksperimentiniai rezultatai (19 pav.) kokybiškai puikiai atitinka teorinį modelį tiek centrinėje dalyje, tiek ir



18 pav. FK rezonatorius su vienu moduliotu veidrodžiu.

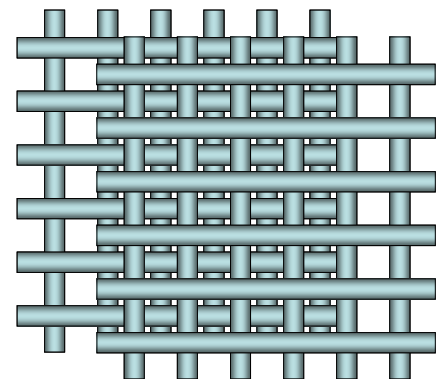
periferijoje esant visiems rezonatoriaus ilgiams (t. y. kritiniui ir keletą kartų didesniai už kritinį)



19 pav. Eksperimentiškai užregistruoti dvimačio FK rezonatoriaus su vienu ($4 \mu\text{m}$ periodo) moduliotu veidrodžiu pralaidumo skirstiniai tolimajame lauke (kairėje). Dešinėje sumodeliuoti rezonatoriaus pralaidumo skirstiniai naudojant sklaidos matricų modelį. Parametrai: $s = 0,4$, $t = 0,2$, $l = 35 \mu\text{m}$ (a) ir (b), $l = 38 \mu\text{m}$ (c) ir (d).

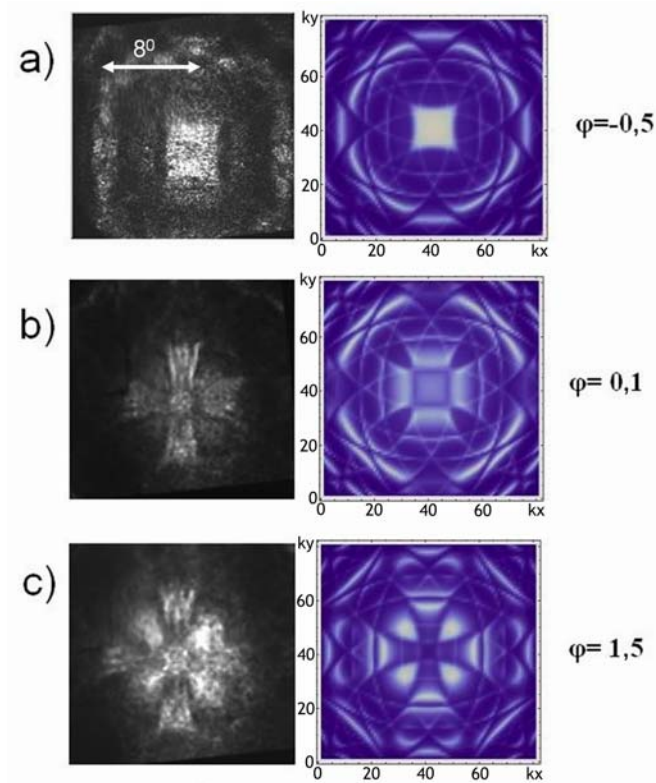
Fotoninių kristalų rezonatoriai su trimate vidine lūžio rodiklio moduliacija

Fotoninių kristalų rezonatoriai su trimate vidine lūžio rodiklio moduliacija yra iš esmės svarbūs, nes dėl didesnės simetrijos gali būti lengviau pritaikomi erdvinio spektro formavimui. Eksperimentuose naudotų veidrodžių paviršius moduluotas dviem statmenomis kryptimis: $d_x = 4 \mu\text{m}$, $d_y = 4 \mu\text{m}$ (11 pav., (d)). Veidrodžiai su gardelėmis paslenkami vienas kito atžvilgiu per pusę periodo abejomis kryptimis (20 pav.). Kritinis rezonatoriaus ilgis $l_{cr} = d^2/\lambda = 30 \mu\text{m}$. Kaip ir dvimačių FK rezonatorių atveju eksperimento rezultatai atitinka ir teorinius (21 pav.). Paveiksle (a) pavaizduotas penkių bangų rezonansas atitinka dvimačio rezonatoriaus trijų bangų rezonanso atvejį (17 pav., (b)). Tik šiuo atveju



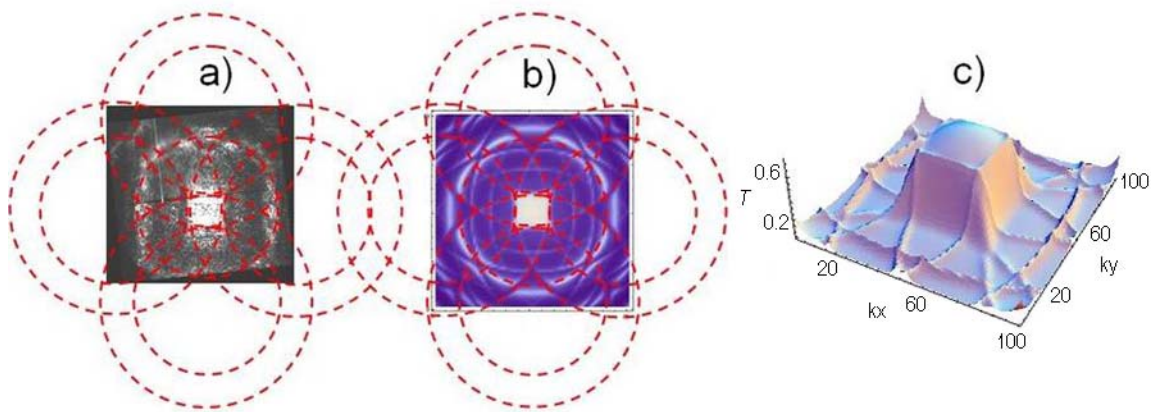
20 pav. Gardelių superpozicija FK rezonatoriuje su trimate vidine lūžio rodiklio moduliacija.

vietoje hiperbolės pavidalo skirstinio, centre susiformuoja homogeniškas kvadratinis skirstinys.



21 pav. Eksperimentiškai užregistruoti trimačio FK rezonatoriaus su $4 \mu\text{m}$ periodo veidrodžių moduliacija pralaidumo skirstiniai tolimajame lauke (kairėje). Dešinėje sumodeliuotai rezonatoriaus pralaidumo skirstiniai naudojant sklaidos matricų modelį. Veidrodžių gardelės paslinktos viena kitos atžvilgiu per pusę moduliacijos periodo abiem kryptimis ($m_x = m_y = \pi$). Parametrai: $s = 0,4$, $t = 0,2$, $d = 4,5$.

Gautus rezultatus galima interpretuoti ir geometriškai (22 pav.). Šiame paveiksle parodyta kad subdifrakcinį sklaidimą formuoja ir $n - 2$ išilginės rezonatoriaus modos.



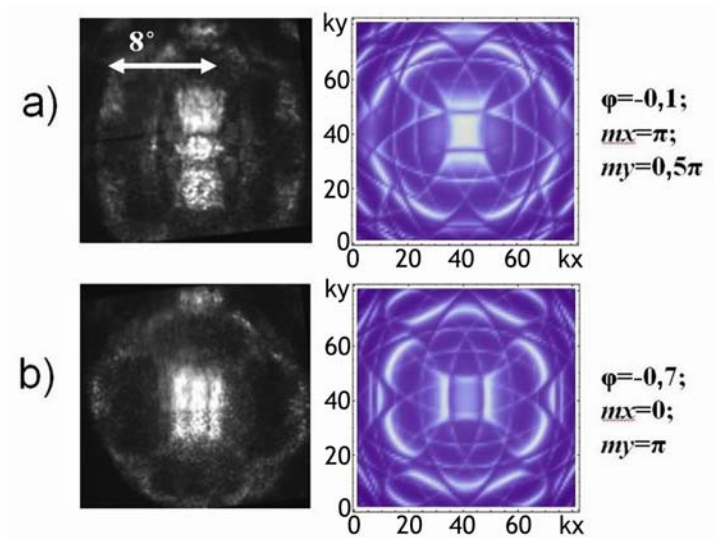
22 pav. FK rezonatoriaus su trimate vidine lūžio rodiklio moduliacija tolinojo lauko žiedų struktūra: (a) eksperimentiškai užregistruotas skirstinys, (b) teorinis modelis, (c) trimatis intensyvumo pasiskirstymas. Punktyru pažymėti Frenelio žiedai grafiškai iliustruoja kvadratinio skirstinio susiformavimą tolimajame lauke.

Taip pat buvo gauti duomenys ir palyginti su matematiniu modeliavimu tuo atveju, kai veidrodžių moduliacija yra nesimetriškai paslinkta viena kitos atžvilgiu (23 pav.). Gautas nesimetrinis tolimojo laiko pasiskirstymas dviem atvejais:

a) $m_x = \pi, m_y = 0,5\pi,$

b) $m_x = 0, m_y = \pi.$

Tiek simetriniai, tiek nesimetriniai tolimojo lauko pasiskirstymo gauti rezultatai gerai sutampa su matematiniais modeliais.



23 pav. Trimačio FK rezonatoriaus su $4\mu\text{m}$ periodo veidrodžių moduliacija pralaidumo skirstiniai tolimajame lauke, kai veidrodžių gardelės paslinktos viena kitos atžvilgiu nesimetriškai. Kairiajame paveikslyje - eksperimentas, dešiniajame - rezonatoriaus pralaidumo skirstiniai sumodeliuoti naudojant sklaidos matricių modelį.

Rezultatai ir išvados

1. Eksperimentiškai realizuota parametrinė šviesos generacija monolitiniame pirmojo fazinio sinchronizmo tipo BBO kristalo didelio Frenelio skaičiaus plokščiųjų veidrodžių mini rezonatoriniame PŠG. Parodyta, kad nanosekundinės trukmės impulsais kaupinamame PŠG dėl didelio tarpmodinio atstumo signalinės ir skirtuminės bangų kryptims lemiamą įtaką daro rezonatoriaus Frenelio žiedai. Todėl tokio PŠG emisija yra kūginė arba daugiakūgė, o emisijos kryptis priklauso nuo rezonatoriaus nederinimo kaupinimo bangos atžvilgiu, fazinio sinchronizmo kūgio ir rezonatoriaus optinės ašies orientacijos kaupinamo spindulio atžvilgiu. Kūginės emisijos kampas didinant kampą tarp rezonatoriaus ašies ir kaupinimo pluošto iš pradžių kinta nepastebimai. Esant tam tikroms kampų vertėms ($0,68^{\circ} \pm 0,01^{\circ}$; $0,75^{\circ} \pm 0,01^{\circ}$) didėja šuoliškai nuo vieno kūgio, kai generuojamas vienas signalinis ir vienas šalutinis pluoštas, iki daugelio kūgių, kai vienu metu generuojami du signaliniai ir du šalutiniai pluoštai. Keičiant kaupinimo bangos kampą rezonatoriaus optinės ašies atžvilgiu statmenoje sinchronizmo kryptčiai plokštumoje $\pm 1^{\circ}$ ribose signaliniai ir skirtuminiai pluoštai apsisuka aplink kaupinimo pluoštą beveik 180° . Pasiūlytas teorinis modelis, gerai paaiškinantis stebimus parametrinės generacijos ypatumus.
2. BBO PŠG eksperimentiškai realizuotos sąlygos, kuriomis injektuojant silpną signalo pluoštą į didelio Frenelio skaičiaus ($N > 100$) monolitinių išsigimusį PŠG, galima generuoti dryžių tipo erdvinis šviesos darinius, išsiskiriančius laikiniu $1/f$ pavidalo triukšmo spektru.
3. Parodyta, kad periodinės lūžio rodiklio moduliacijos sukūrimas su kelių mikronų periodu plokščiųjų rezonatoriaus veidrodžių paviršiuje yra tinkamas metodas fotoninių kristalų rezonatorių gamybai.
4. Fotoninių kristalų rezonatoriaus difrakcinės savybės priklauso nuo rezonatoriaus ilgio, gardelių difrakcinio efektyvumo, gardelių tarpusavio poslinkio ir veidrodžių atspindžio koeficiento. Kai rezonatoriaus ilgis artimas kritiniam $l_{cr} = d^2/\lambda$, išskiriami du pagrindiniai fotoninių kristalų rezonatoriaus režimai: subdifrakcinis ir superdifrakcinis. Vienmatės veidrodžių moduliacijos atveju erdviniai skirstiniai yra hiperbolinio pavidalo, dvimatės moduliacijos atveju – kvadratinio pavidalo.
5. Sklaidos matricų teorija paremtas skaičiavimo metodas gerai kokybiškai aprašo visų tipų fotoninių kristalų rezonatorių (įskaitant ir rezonatorius su vienu moduluotu veidrodžiu) difrakcines savybes ir yra tinkamas įrankis tokių sistemų skaitmeninei analizei.

Literatūros sąrašas

- [1] M. C. Cross and P. C. Hohenberg, Pattern formation outside of equilibrium, *Rev. Mod. Phys.* **65**(3), 851 LP - 1112 (1993).
- [2] K. Staliunas and V. J. Sánchez-Morcillo, *Transverse Patterns in Nonlinear Optical Resonators* (Springer, Berlin 2003).
- [3] M. Vaupel, A. Maotre and C. Fabre, Observation of Pattern Formation in Optical Parametric Oscillators, *Phys. Rev. Lett.* **83**(25), 5278 LP - 5281 (1999).
- [4] V. Sirutkaitis, R. Grigonis, G. Slekyš and K. Staliunas, Spatial structures in synchronously pumped optical parametric oscillators, *Quantum Semicl. Opt.* **1**(1), 139-145 (1999).
- [5] D. Chigrin, S. Enoch, Sotomayor and G. R. Tayeb, Self-guiding in two-dimensional photonic crystals, *Opt. Express* **11**(10), 1203-1211 (2003).
- [6] R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, F. Lederer, M. Augustin, H. J. Fuchs, D. Schelle, E. B. Kley, S. Nolte and A. Tunnermann, Diffractionless propagation of light in a low-index photonic-crystal film, *Appl. Phys. Lett.* **85**(24), 5854-5856 (2004).
- [7] K. Staliunas and R. Herrero, Nondiffractive propagation of light in photonic crystals, *Phys. Rev. E* **73** 016601 (2006).
- [8] G. Slekyš, K. Staliunas and C. O. Weiss, Spatial localized structures in resonators with saturable absorber, *Opt. Commun.* **149** 113-116 (1998).
- [9] K. Staliunas and V. J. Sánchez-Morcillo, Dynamics of phase domains in the Swift-Hohenberg equation, *Phys. Lett. A* **241**(1-2), 28-34 (1998).
- [10] C.O. Weiss, M. Vaupel, K. Staliunas, G. Slekyš and V. B. Taranenko, Solitons and vortices in lasers, *Appl. Phys. B* **68**(2), 151-168 (1999).
- [11] P. Lodahl, M. Bache and M. Saffman, Spatiotemporal structures in the internally pumped optical parametric oscillator, *Phys. Rev. A* **63**(2), 023815 (2001).
- [12] G. J. de Valcarcel, K. Staliunas, E. Roldan and V. J. Sanchez-Morcillo, Transverse patterns in degenerate optical parametric oscillation and degenerate four-wave mixing, *Phys. Rev. A* **54**(2), 1609-1624 (1996).
- [13] K. Staliunas, G. Slekyš and C. O. Weiss, Nonlinear pattern formation in active optical systems: shocks, domains of tilted waves, and cross-roll patterns, *Phys. Rev. Lett.* **79**(14), 2658-2661 (1997).
- [14] K. Staliunas and V. J. Sánchez-Morcillo, Spatial-localized structures in degenerate optical parametric oscillators, *Physical Review A* **57**(2), 1454-1457 (1998).
- [15] V. B. Taranenko, K. Staliunas and C. O. Weiss, Pattern formation and localized structures in degenerate optical parametric mixing, *Phys. Rev. Lett.* **81**(11), 2236-2239 (1998).
- [16] L. Lugiato, C. Oldano, C. Fabre, E. Giacobino and R. Horowicz, Bistability, self-pulsing and chaos in optical parametric oscillators, *Il Nuovo Cimento D* **10**(8), 959-977 (1988).
- [17] L. Rayleigh, On the dynamics of rotating fluid, *Proc. R Soc. London Ser A* **93** 148-154 (1916).
- [18] G.-L. Oppo, M. Brambilla and L. A. Lugiato, Formation and evolution of roll patterns in optical parametric oscillators, *Phys. Rev. A* **49**(3), 2028-2032 (1994).

- [19] K. Staliunas, Transverse pattern formation in optical parametric oscillators, *J. Mod. Opt.* **42**, 1261-1269 (1995).
- [20] J. Swift and P. C. Hohenberg, Hydrodynamic fluctuations at the convective instability, *Phys. Rev. A* **15**(1), 319-328 (1977).
- [21] P. Dutta and P. M. Horn, Low-frequency fluctuations in solids: 1f noise, *Rev. Mod. Phys.* **53**(3), 497-516 (1981).
- [22] M. B. Weissman, 1/f noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter, *Rev. Mod. Phys.* **60**(2), 537-571 (1988).
- [23] K. Staliunas, Spatial and temporal noise spectra of spatially extended systems with order-disorder phase transitions, *Int. J. Bifurcation and Chaos* **11** 2845-2852 (2001).
- [24] K. Staliunas, Spatial and temporal spectra of noise driven stripe patterns, *Phys. Rev. E* **64**(6), 066129 (2001).
- [25] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.* **58**(20), 2059-2062 (1987).
- [26] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, Photonic band structure: The face-centered-cubic case, *Phys. Rev. Lett.* **63**(18), 1950-1953 (1989).
- [27] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer and J. D. Joannopoulos, Donor and acceptor modes in photonic band structure, *Physical Review Letters* **67**(24), 3380-3383 (1991).
- [28] E. Yablonovitch, Photonic band-gap structures, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**(2), 283-295 (1993).
- [29] E. Yablonovitch, Photonic band-gap crystals, *Condens. Matter* **5** 2443-2460 (1993).
- [30] H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti and J. S. Aitchison, Diffraction management, *Phys. Rev. Lett.* **85**(9), 1863-1866 (2000).
- [31] R. Morandotti, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, M. Sorel and J. S. Aitchison, Self-focusing and defocusing in waveguide arrays, *Phys. Rev. Lett.* **86**(15), 3296-3299 (2001).
- [32] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato and S. Kawakami, Self-collimating phenomena in photonic crystals, *Appl. Phys. Lett.* **74**(9), 1212-1214 (1999).
- [33] T. Pertsch, T. Zentgraf, U. Peschel, A. Bräuer and F. Lederer, Anomalous refraction and diffraction in discrete optical systems, *Phys. Rev. Lett.* **88**(9), 093901 (2002).
- [34] M. Aandrulėvicius, T. Tamulevicius, V. Kopustinskas, A. Guobienė, A. Sileikaitė, A. Gudonyte, L. Puodžiukynas, S. Tamulevicius, Application of plasma chemical etching in control of optical properties of multilayered dielectric gratings, *Materials Science (Medziagotyra)* **14**(3), 198-201 (2008).

SPATIAL LIGHT STRUCTURES IN LINEAR AND NONLINEAR MINI-RESONATORS

Summary

This Ph.D. thesis contains experimental and theoretical analysis of nonlinear optical pattern formation in monolithic mini-cavity optical parametrical oscillators and spatial properties of linear photonic crystal resonators. The thesis consists of introduction, literature review and two chapters. In the first chapter experimental investigation of optical parametrical oscillation (OPO) in broad aperture monolithic (5x5x1.5 mm) BBO type I crystal mini-cavity is described. OPO was pumped by second harmonic (532 nm) 13 ns duration, 7-15 mJ energy pulses, of Nd:YAG laser. Optical patterns were registered in a near and far field of OPO emission. Experiments and theoretical interpretation revealed that emission of such resonator can be conical and multiconical and direction of signal and idler waves can be controlled by changing the mini-cavity orientation with respect to pump beam. It was also showed, that the stabilization of stripes (or roll) pattern can be achieved by a weak seed injection at subharmonic frequency and temporal spectrum of the stripe pattern degenerate OPO emission is $1/f$ – like noise spectrum . In the second chapter plane-mirror Fabry-Pérot resonators filled with a single period of photonic crystal (PhC) are introduced and analyzed. PhC resonators are realized by adding periodical 2 μm , 4 μm and 15 μm refraction index modulation on a resonator mirror surfaces (i.e. fabricating 1D or 2D phase diffraction grating). PhC resonator angular transmission measured by using broad spatial spectrum of 532 nm wavelength CW laser. Mode expansion and scattering matrix methods were used for the theoretical analysis of PhC resonator. The results show that diffraction properties of PhC resonators can be manipulated, resulting in sub- and superdiffractive dynamics of light in the resonator.

Trumpos žinios apie doktorantą

Vardas: Martynas

Pavardė: Peckus

Gimimo data: 1979 10 22

Gimimo vieta: Alytus

El. paštas: Martynas.Peckus@ff.vu.lt

Telefono nr.: +37069957285

Išsilavinimas:

1986--1994 Alytaus r. Ūdrijos pagrindinė mokykla

1994-1997 Alytaus „Dainavos“ vidurinė mokykla

1997-2001 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, *Fizikos bakalauro laipsnis*

2001-2003 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, *Fizikos magistro laipsnis*

2003-2007 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, Kvantinės elektronikos katedra ir Lazerinių tyrimų centras, *Doktorantūra*

Mokslinio darbo patirtis:

2001-2002 Inžinierius, Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centras

2003-2009 Jaunesnysis mokslo darbuotojas, Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centras

Curriculum Vitae

Name: Martynas

Surname: Peckus

Date of birth: 1979 10 22

Place of birth: Alytus

E-mail: Martynas.Peckus@ff.vu.lt

Phone: +37069957285

Education:

1986-1994 Ūdrijos comprehensive School, Alytus district.

1994-1997 “Dainavos” secondary School, Alytus.

1997-2001 Vilnius University, Faculty of Physics. (*Bachelor degree*)

2001-2003 Vilnius University, Faculty of Physics. (*Master degree*)

2003-2007 Vilnius University, Faculty of Physics, Department of Quantum Electronics and Laser Research Center. (*Ph.D. studies*)

Professional experience:

2001-2002 Engineer at Vilnius University Laser Research Center.

2002-2009 Junior research assistant at Vilnius University Laser Research Center.