

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Kvantinės elektronikos katedra

Greta Naujokaitė

GaSb STIPRINIMO LUSTŲ VEIKA DERINAMO BANGOS ILGIO
IŠORINIO REZONATORIAUS SISTEMOJE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentė
Darbo vadovas
Recenzentas
Katedros vedėjas

Greta Naujokaitė
dr. Augustinas Vizbaras
doc. dr. Gintaras Tamošauskas
prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

TURINYS

ĮVADAS	3
1. GaSb stiprinimo lustų taikymai	5
2. Puslaidininkinių stiprinimo lustų teorinis įvadas	7
2.1 Tipinės lazerinių diodų struktūros	7
2.2 Puslaidininkinė stiprinimo terpė	11
2.3 Fabri ir Pero rezonatorius	14
2.4 Stiprinimo lustai	17
3. GaSb stiprinimo lustų dizaino kūrimas	19
4. Tirtų GaSb stiprinimo lustų struktūra ir geometrija	21
4.1 Epitaksinė struktūra	21
4.2 Stiprinimo lusto geometrija	22
4.3 Apdirbimo procedūra	25
5. GaSb stiprinimo lustų tyrimas	26
5.1 Optinės galios išeiga	26
5.2 Emisijos spektrai	29
5.3 Atspindžio koeficiento apskaičiavimas	31
6. Išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio veikos tyrimas	36
6.1 Išorinio rezonatoriaus sistema	36
6.2 Optinės galios išeiga	39
6.3 Lazerinės emisijos spektrai	40
6.4 Bangos ilgio derinimas	41
PAGRINDINIAI REZULTATAI	46
IŠVADOS	46
Literatūra	48
Santrauka	51
Summary	52

ĮVADAS

2 – 2,5 μm bangos ilgių diapazone daugelis biomolekulių turi charakteringus sugerties rezonansus, nulentus C-H, O-H, N-H tarp molekulinų ryšių įtempimo ir lenkimo vibracijų. Kadangi vandens sugertis šiame spektriniame ruože yra minimali, o kraujo analizės priešingai – pasižymi didele sugertimi, šis spektrinis diapazonas yra patrauklus medicininiam tyrimams [1]. Artimosios infraraudonosios spektroskopijos sritis susilaukia daug dėmesio ir yra sparčiai vystoma technologija medicinoje siekiant sukurti neinvazines, realiu laiku stebimas, kompaktiškas matavimo sistemas, kurios galėtų atstoti laboratorijoje atliekamus kraujo mėginių tyrimus. Tokių ne destruktyvių matavimo sistemų siekiamybė eliminuoti mėginių paėmimą, tai yra atlikinėti *in Vivo* tyrimus, tokiu būdu pagreitinant diagnozės nustatymą, sumažinant tyrimų kaštus ir panaikinant pacientų diskomfortą [2, 3].

Tokiems tikslams įgyvendinti puikiai tinka plačiajuosčiai puslaidininkiniai stiprinimo lustai veikiantys šiame bangų ruože. Stiprinimo lustas integruotas į išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio sistemą tampa derinamo bangos ilgio optiniu šaltiniu. Tokie šaltiniai pasižymi siaura spektrine linija (< 1 MHz) su didele optine galia ir gali būti derinami plačiame bangos ilgių diapazone (> 100 nm) [4, 5]. Tokio tipo derinamieji lazeriai sukuria galimybę naudojant tą patį vieną stiprinimo lustą turėti bet kokio fiksuoto bangos ilgio lazerį iš derinimo diapazono. Išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio pagrindiniai privalumai medicininė tyrimų taikymams yra tai, kad jie nebrangūs, greito atsako ir kompaktiški, spektrometro nereikalaujantys matavimo sistemų sprendimai [4, 6].

2 – 2,5 μm bangos ilgio spinduliuotės puslaidininkinių stiprinimo lustų gamybai geriausiai tinka GaSb medžiagų platformos su kvantiniais šuliniais, kurių praktiškai užauginamų puslaidininkinių struktūrų bangos ilgiai siekia iki 3,7 μm [7]. Norint integruoti stiprinimo lustus į išorinio rezonatoriaus sistemą svarbūs lustų parametrai yra platus emisijos spektras ir maža spektrinė moduliacija. Neseniai pradėti publikuoti tiriamieji darbai, kuriuose pademonstruojamos vis geresnės lustų charakteristikos, tokiu būdu GaSb stiprinimo lustus paverčiant vis daugiau žadančiais optiniais šaltiniais medicininiam taikymams. Vis dėl to šie įrenginiai tebėra pradinėje tyrinėjimų stadijoje [5, 8].

Šiame darbe buvo modeliuojami ir tyrinėjami GaSb stiprinimo lustai bei išanalizuota jų veikla išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio sistemoje. Darbas buvo atliktas UAB „Brolis Semiconductors“.

DARBO TIKSLAS

Sumodeliuoti ir optimizuoti 2 – 2,5 μm bangos ilgių ruožo GaSb stiprinimo lustų geometrijas išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio sistemoms, taikant priekinio paviršiaus atspindžio mažinimo metodus. Surasti geriausias stiprinimo lustų išėjimo galios ir spektrinės moduliacijos parametrų derinius bei ištyrinėti šių stiprinimo lustų veiką išorinio rezonatoriaus sistemoje.

DARBO UŽDAVINIAI

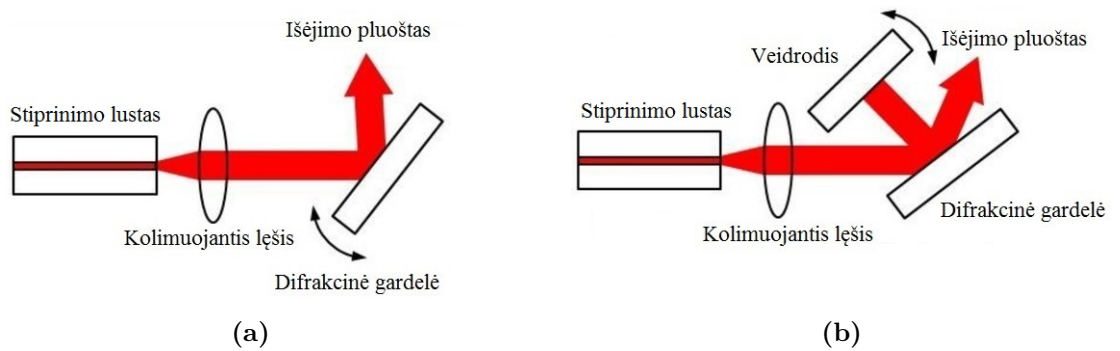
- Sumodeliuoti 2025 nm, 2250 nm, 2300 nm ir 2380 nm stiprinimo lustų geometrijų dizainus.
- Atlikti pagamintų stiprinimo lustų optinės išėjimo galios bei emisijos spektrų analizę.
- Apskaičiuoti priekinio paviršiaus atspindžio koeficientus ir palyginti su modeliavimo metu gautais rezultatais.
- Integruoti optimizuotus stiprinimo lustus į išorinio rezonatoriaus sistemą.
- Išanalizuoti išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio veiką.
- Nustatyti didžiausius galimus bangos ilgio derinimo diapazonus.

1. GaSb stiprinimo lustų taikymai

Stiprinimo lustai gali būti naudojami kaip pavieniai plačiajuosčiai optiniai šaltiniai – superliuminescenciniai diodai (SLD) arba kaip stiprinimo terpė derinamo bangos ilgio išorinio rezonatoriaus didinio lazerio sistemose (*angl. External cavity diode laser*, ECDL). Superliuminescenciniai diodai yra plačiai taikomi optinėje koherentinėje tomografijoje (*angl. optical coherence tomography*, OCT), šviesolaidiniuose optiniuose giroskopuose (*angl. fiber optic gyroscopes*, FOG) ir medicininiuose jutikliuose. SLD yra didelės optinės galios plačiajuosčiai šaltiniai, pasižymintys trumpu laikiniu koherentiškumu, kuris atvirksčiai proporcingas spinduliuotės spektro pločiui. OCT yra naudojamas ragenos ir tinklainės diagnostikai, širdies ir kraujagyslių atvaizdavimui bei kitiems biologiniams ar biomedicininiam tyrimams, kur yra reikalingi platus spinduliuotės spektras aukštai erdvinei vaizdų skyrai išgauti ir pakankamai didelė optinė galia greitam vaizdų apdorojimui su geru signalo-triukšmo santykiu. FOG naudojami aviacijos navigacijose preciziniams sukimosi matavimams, kur reikalingi plačiajuosčiai šaltiniai siekiant sumažinti Kero efekto sukuriamus poslinkius. Tačiau medicininiuose tyrimuose SLD yra vis dar tobulinami, siekiant padidinti optinę galią, spektrinį plotį ir sumažinti spektrinę moduliaciją [4].

Stiprinimo lustai integruoti ECDL sistemose naudojami kaip siauros spektrinės linijos šviesos šaltiniai. Atskirai stiprinimo lustų emisijos spektrai pasižymi dideliu spektriniu pločiu, kas padaro juos itin patrauklius derinamo bangos ilgio išorinio rezonatoriaus sistemoms. Kuo platesnis spektras, tuo ir didesnis diapazonas, kuriame bus galima derinti bangos ilgį. ECDL yra panaudojamas išgauti kuo siauresnio spektrinio pločio pluoštą – tai yra sukurti vienmodį lazerį. Išorinio rezonatoriaus sistema sukuria stiprinimo lustui antrąjį didelio atspindžio paviršių optiniam grįžtamajam ryšiui didinti. Norint išgauti kuo siauresnio spektrinio pločio pluoštą ECDL sistemoje yra panaudojama difrakcinė gardelė, kurią pakreipus tam tikru kampu yra atrenkama, koks bangos ilgis bus stiprinamas [9].

Derinamo bangos ilgio ECDL dažniausiai yra suformuojami pagal Littrow arba Littman-Metcalf konfigūracijas [10,11]. Standartinė Littrow ECDL sistema susideda iš kolimuojančio lęšio ir difrakcinės gardelės, kuri veikia kaip antrasis veidrodis. Pirmos eilės difrakcijos atspindys grįžta atgal į stiprinimo lustą, taip sukuriant grįžtamąjį ryšį. Nulinės eilės difrakcijos atspindys naudojamas kaip išėjimo pluoštas. Spinduliuotės bangos ilgis gali būti reguliuojamas sukant difrakcinę gardelę (1 pav. a)). Tokia sistema turi vieną neigiamą savybę – išėjimo pluošto kryptis kinta priklausomai nuo difrakcinės gardelės pasukimo kampo [10].



1 pav. Derinamo bangos ilgio išorinio rezonatoriaus sistemų konfigūracijos: (a) Littrow sistema su judinama difrakcine gardele, (b) Littman-Metcalf sistema su reguliuojamuoju veidrodžiu [12]

Littman-Metcalf konfigūracijos sistemoje difrakcinės gardelės pozicija yra fiksuota, o grįžtamajam ryšiui sukurti panaudojamas papildomas veidrodis. Šiuo atveju bangos ilgis gali būti reguliuojamas sukiojant veidrodį (1 pav. b)). Dėl tokios konfigūracijos šioje sistemoje išėjimo pluošto kryptis yra pastovi, o išgaunamas spektrinės linijos plotis paprastai yra viena eile siauresnis lyginant su Littrow konfigūracija dėl dvigubos dispersijos. Littman konfigūracijos trūkumas yra tai, kad nulinės eilės difrakcijos atspindys yra prarandamas atsispindėjęs nuo veidrodžio, kas lemia mažesnes išėjimo galias [11].

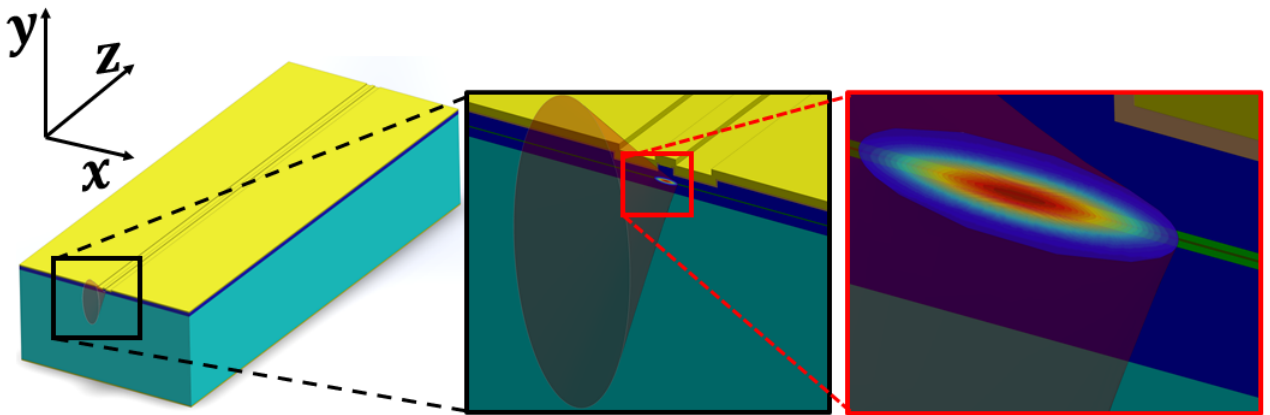
Stiprinimo lustai ECDL sistemose yra pritaikomi ir perspektyvūs optiniai šaltiniai dujų sugerties spektroskopijoje bei neinvazinėje medicininėje diagnostikoje. Medicininuose taikymuose labai svarbu derinamas bangos ilgis, nes kiekviena rūšis biomolekulių turi savo sugerties maksimumus ties skirtingais bangos ilgiais. Šiuo metu didelis dėmesys yra skiriamas biomolekulių, tokių kaip šlapalas, laktatai, gliukozė, albuminas, optinių jutiklių kūrimui ir tobulinimui. Kadangi biomolekulės cirkuliuoja kraujyje, biomolekulių tyrimams aktualus šviesos šaltinių spektrinis ruožas nuo 2 iki 2,5 μm . Šiame ruože kraujo analitės turi stiprią sugertį, o vanduo priešingai – sugerties minimumą [5].

2 – 2,5 μm bangos ilgių ruožas gali būti realizuojamas auginant puslaidininkines struktūras GaSb pagrindu su I tipo kvantiniais šuliniais. Šiame bangų diapazone puslaidininkiniai stiprinimo lustai nėra plačiai ištirtinėta sritis, todėl vis dar siekiama pagerinti jų veikimo parametrus [5, 8].

2. Puslaidininkinių stiprinimo lustų teorinis įvadas

2.1. Tipinės lazerinių diodų struktūros

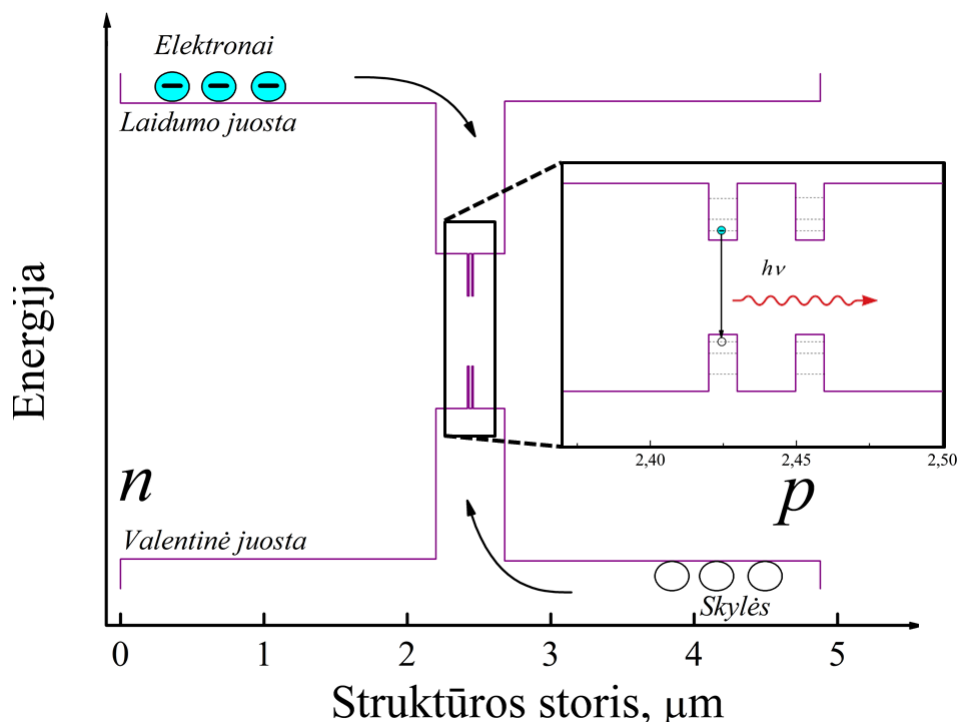
Standartiniai lazeriniai diodai yra sudaryti iš puslaidininkinių heterostrukūrų. Epitaksiniu būdu užauginami sudėtiniai puslaidininkiniai dariniai (2 pav.). Juose suformuojama aktyvioji sritis (2 pav. žalia spalva), kurios draustinės juostos tarpas E_g būna mažesnis už dengiančiųjų sluoksnių (2 pav. mėlyna spalva) (3 pav.). Auginimas vyksta y kryptimi ant padėklo (2 pav. žalsva spalva), kuris parenkamas taip, kad jo gardelės konstanta sutaptų su epitaksiškai auginamų sluoksnių gardelės konstanta. Iš dvigubos heterostrukūros sudaryta aktyvioji sritis lokalizuoja injektuotus krūvininkus y kryptimi. Kadangi heterostrukūrą sudaro skirtingo E_g medžiagos, jų sandūroje susidaro barjerai elektronams ir skylėms. Krūvininkų poros susitelkia mažesniojo E_g medžiagos srityje, tai yra – aktyviojoje srityje. Tokiu būdu sukuriama zona su dideliu krūvininkų, reikalingų sukurti užpildos apgražą, tankiu ($> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) [13].



2 pav. Lazerinio diodo geometrinis modelis. Geltona spalva pažymėti kontaktiniai sluoksniai, žalsva – padėklas, mėlyna – dengiantieji sluoksniai, žalia – aktyvioji sritis, raudona – kvantinės duobės. Apribotas kvantinės duobės plotis yra y kryptimi

Siekiant sukurti efektyvesnius diodinius lazerius šiuo metu yra auginamos kvantiškai apribotos struktūros, tai yra puslaidininkinės struktūros su įterptais kvantiniais šuliniais [14]. Kvantinis šulinys yra puslaidininkinis nanodariny, susidarantis iš dvigubos heterostrukūros, kurios mažesniojo draudžiamosios energijos tarpo (lyginant su dengiančiąja medžiaga) puslaidininkio sluoksnio storis yra itin plonas ($\lesssim 20 \text{ nm}$) (2 pav. raudona spalva) ir jame pasireiškia kvantiniai efektai [15]. Toks plonas sluoksnis sukuria 2D stačiakampius potencialinius šulinius laidumo ir valentinėse juostose, kuriose yra apribotas elektronų ir skylių judėjimas: atitinkamai elektronai laidumo juostos šulinyje ir skylės valentinės juostos šulinyje. Injektavus krūvininkus: elektronus iš n srities ir skylės iš p srities, elektronams bus sukurtas barjeras patekti į p sritį, o skylėms – patekti į n sritį. Todėl krūvininkai bus lokalizuoti kvantinėse duobėse, kuriose ir vyks krūvininkų rekombinacija. Krūvininkų judėjimas dėl kvantinių

duobių tampa apribotas y kryptimi, o x ir z kryptimis dėl kvantinės duobės krūvininkų judėjimo neapriboja [15].



3 pav. Energijos juostų diagrama elektronams ir skylėms daugiaduobiame kvantiniame darinyje. Spindulinė rekombinacija vyksta tarp kvantinių duobių diskretinių lygmenų

Tūrinio kristalo atveju puslaidininkiniame darinyje būsenų tankis D_{3D} yra aprašomas funkcija, priklausančia nuo šaknies iš energijos E , o kvantinio šulinio atveju būsenų tankis D_{2D} nebe priklauso nuo energijos:

$$D_{3D} = \frac{(2m^*)^{\frac{3}{2}}\sqrt{E}}{2\pi^2\hbar^3}, \quad (1)$$

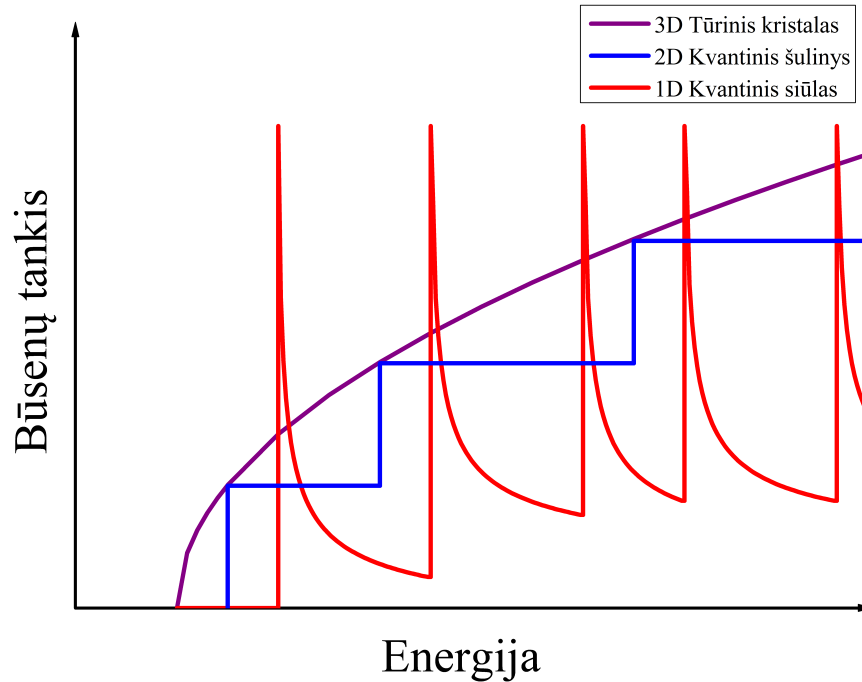
$$D_{2D} = \frac{m^*}{\pi\hbar}, \quad (2)$$

čia m^* – efektinė elektrono masė, \hbar – mažoji Planko konstanta. Kvantinių duobių atveju būsenų tankis nekinta didėjant energijai iki tol, kol nepasiekiamas kitas kvantinis lygmuo, ties kuriuo būsenų tankis padidėja šuoliškai (4 pav.). Dėl būsenų tankio laiptiškumo krūvininkai lokalizuojasi tik ties konkrečia kvantinio lygmens energija, ko pasekoje spinduliuotės spektras nėra išplitęs. Energijos lygmenys E_n kvantinėje duobėje išsidėstę pagal formulę:

$$E_n = \frac{(2\pi\hbar)^2 n^2}{2m^*(2d_1)^2}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (3)$$

čia n – kvantinis skaičius, d_1 – kvantinio šulinio plotis. Didėjant energijai diskretiniai energijos lygmenys tampa vis labiau atskirti, o siaurinant kvantinį šulinį energijos lygmenys kyla nuo laidumo juostos dugno. Kadangi energijos lygmens padėtis priklauso ir nuo masės, lygmenys yra atskiri sunkioms ir

lengvoms skylėms. Tūriniuose dariniuose elektronų šuoliai vyksta tarp laidumo ir valentinės juostų ekstremumų, o kvantiniuose šuliniuose elektronai šoka iš kvantinio lygmens laidumo juostoje į kvantinį lygmenį valentinėje juostoje (3 pav.). Keičiant kvantinio šulinio plotį keičiasi kvantinio lygmens padėtis kvantiniame šulinyje ir tuo pačiu reguliuojama spindulinės rekombinacijos energija. Taigi lazerio spinduliuojamas bangos ilgis gali būti modeliuojamas ne tik keičiant auginamų sluoksnių kompoziciją, bet ir varijuojant kvantinių duobių storiais [15].

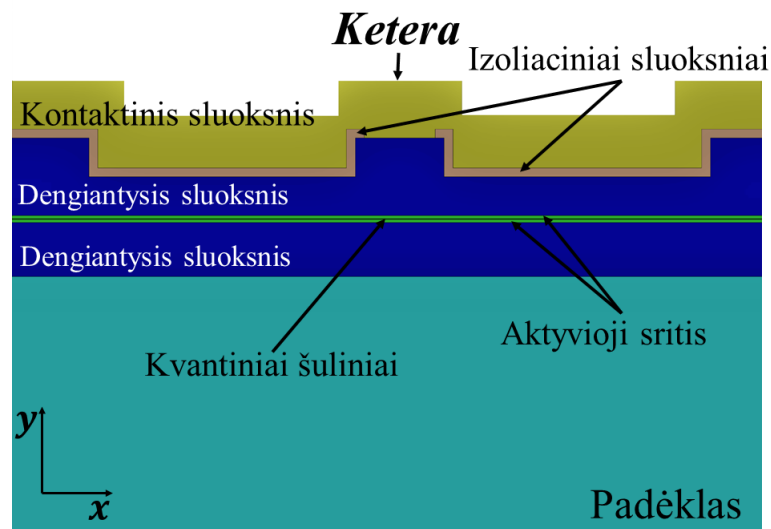


4 pav. Tūrinio kristalo, kvantinio šulinio ir kvantinio siūlo būsenų tankiai. Kvantinio šulinio būsenų tankis nuo energijos kinta šuoliškai

Puslaidininkiniai dariniai ne tik lokalizuoja injektuotus krūvininkus aktyviojoje srityje, bet apriboja ir sukurta elektromagnetinį lauką. Medžiagos, turinčios didesnę draustinės energijos tarpą įprastai pasižymi mažesniu lūžio rodikliu. Kadangi kvantinės duobės yra mažesniojo draustinio tarpo – tai, jos turi didesnę lūžio rodiklį. Kvantinių duobių ir barjerų sandūra suformuoja dielektrinį bangolaidį, kuris apriboja elektromagnetinio lauko išplitimą y kryptimi. Elektromagnetinio lauko apribojimą nulemia nuostoliai patiriami dengiančiuosiuose sluoksniuose, todėl kaip stipriai laukas bus apribotas priklauso nuo lūžio rodiklių skirtumo [13].

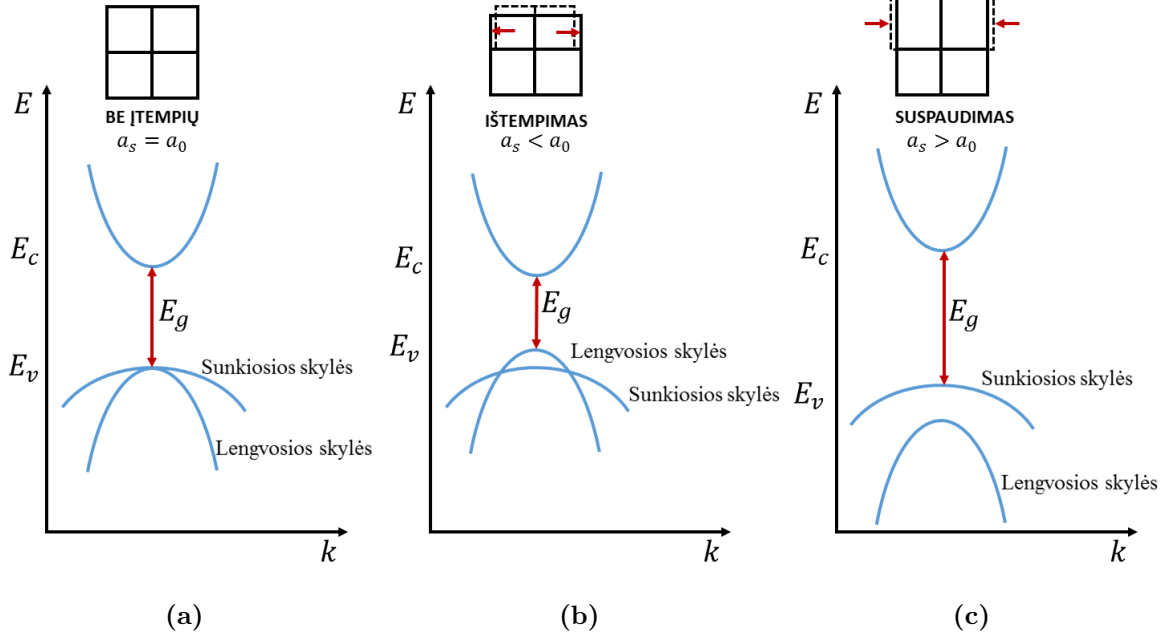
Užauginus struktūrą papildomai litografijos metodu yra suformuojamas viršutinis sluoksnis elektros krūvininkų nukreipimui į aktyviają sritį (5 pav.). Srovė yra injektuojama į struktūrą tik per keteros sritį, nes į šonus nuo keteros yra izoliaciniai sluoksniai. Keteria sukuria srovės apribą, dėl kurios krūvininkai yra lokalizuojami x kryptimi. Lokalizacijos x ir y kryptimis suformuoja puslaidininkinio lazerio skersinę modą [16]. z kryptimi krūvininkai nėra apriboti. Nuskėlus tam tikro ilgio puslaidininkinį kristalą statmenai z kryptčiai yra suformuojamas rezonatorius, nes nuskėlto kristalo sienelės veikia

kaip rezonatoriaus veidrodžiai, sukuriantys grįžtamąjį ryšį. Rezonatorių ilgis standartiškai būna nuo 0,3 mm iki 2 mm, išilgai kurio yra tolygi stiprinimo medžiaga [17].



5 pav. Lazerinio diodo sandara. Srovė injektuojama į puslaidininkinį darinį per keterą – sritį neuždengtą izoliaciniu (rusvos spalvos) sluoksniu

Įprastai auginant puslaidininkines struktūras epitaksinio sluoksnio kristalinės gardelės konstanta turi sutapti su prieš tai esančio sluoksnio kristalinės gardelės konstanta, siekiant išvengti defektų struktūroje. Tačiau struktūrose su kvantiniais šuliniais mažas kristalinių gardelių skirtumas kvantiniuose šuliniuose kaip tik gali būti pritaikytas efektyvesniam lazerio veikimui. Tokio tipo kvantiniai šuliniai vadinami – įtemptieji. Įtempimas gali būti dviejų rūšių: ištempimas ir suspaudimas. Efektyviam puslaidininkinio lazerio veikimui reikia, kad laidumo ir valentinės juostos turėtų kuo panašnesnes efektyvias mases. Neįtemptose struktūrose laidumo juostos minimume būna elektronai su maža efektyviaja mase, tačiau valentinės juostos maksimume visada būna išsidėsčiusios sunkiosios skylės su didele efektyviaja mase. Sukūrus įtempimus struktūroje, galima keisti lengvųjų ir sunkiųjų skylių dispersijos kreivių padėtis kvantinėse duobėse. Struktūrose su ištempimu valentinės juostos viršuje būna lengvosios skylės, suspaudimo atveju – sunkiosios skylės (6 pav.). Varijuojant gardelių konstantomis lengvosios skylės iškeliamos į valentinės juostos viršų ir sumažinama valentinės juostos maksimumo efektyvioji masė. Tokiu būdu suvienodinamos laidumo ir valentinės juostų efektyviosios masės. Lazeriai su panašesnėmis laidumo ir valentinės juostų efektyviosiomis masėmis greičiau pasiekia užpildos apgražą bei patiria mažesnius nuostolius [18].



6 pav. Schematinis dispersijos juostų atvaizdavimas: a) neįtempto tiesiatarpio puslaidininkio – padėklo a_0 ir auginamo sluoksnio a_s gardelių konstantos vienodos, b) puslaidininkinės struktūros su ištempimu $a_s < a_0$ (aukščiausia valentinė juosta – lengvųjų skylių) ir c) puslaidininkinės struktūros su suspaudimu $a_s > a_0$ (aukščiausia valentinė juosta – sunkiųjų skylių). Čia E – energija, E_c – laidumo juosta, E_v – valentinė juosta, E_g – draustinės juostos tarpas, k – banginis skaičius

2.2. Puslaidininkinė stiprinimo terpė

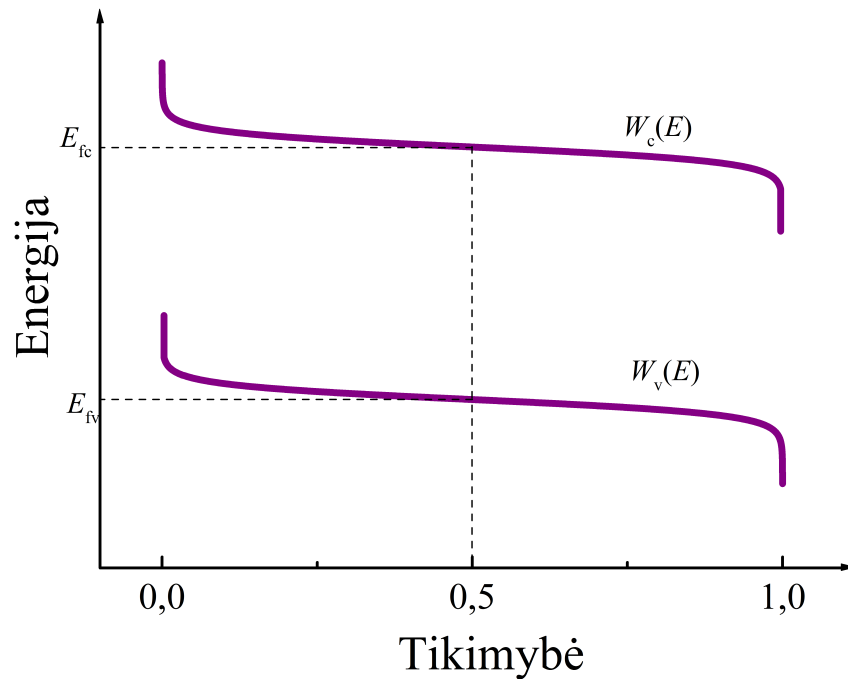
Iš esmės stiprinimas puslaidininkinėje terpėje veikia tokiu pačiu principu kaip ir standartinių kietkūnių lazerių stiprinimo terpėse: sukuriama užpildos apgrąža, dėl kurios priverstinė spinduliuotė tampa vyraujanti sugerties atžvilgiu. Užpildos apgrąža tarp valentinės ir laidumo juostų sukuriama išoriškai kaupinant terpę, tai yra stipriai injektuojant elektros srovę į puslaidininkinį darinį. Tiesiogine diodo kryptimi pridėta išorinė įtampa sukuria krūvininkų poras sandūroje, kur krūvininkai rekombinuoja spinduliniu būdu. Puslaidininkyje elektronai laidumo juostoje (W_c), o skylės valentinėje juostoje (W_v) yra išsidėstę pagal Fermi-Dirako pasiskirstymus:

$$W_c(E) = [1 + \exp(\frac{E - E_{F_c}}{k_B T})]^{-1}, \quad (4)$$

$$W_v(E) = [1 + \exp(\frac{E - E_{F_v}}{k_B T})]^{-1}, \quad (5)$$

čia W – tikimybė rasti krūvininką, E – energija, F_c ir F_v – kvazi-Fermi lygmenys atitinkamai laidumo ir valentinei juostoms, k_B – Bolcmano konstanta, T – absoliutinė temperatūra (7 pav.). Tarpjuostiniai šuoliai gali įvykti tik tuo atveju, jeigu fotono energija $h\nu$ viršija draudžiamosios juostos tarpo

energiją E_g . Dėl priverstinės spinduliuotės fotonas medžiagoje tuo pačiu metu yra sugeriamas ir stiprinamas. Tam kad prasidėtų optinis stiprinimas puslaidininkyje, šviesos emisija turi viršyti optinius nuostolius [19].



7 pav. Glotniai kintančios Fermi-Dirako pasiskirstymų kreivės skylėms $W_v(E)$ valentinėje juostoje ir elektronams $W_c(E)$ laidumo juostoje, kai temperatūra aukštesnė už absoliutųjį nulį. E_{fv} – kvazi-Fermi energija skylėms ir E_{fc} – kvazi-Fermi energija elektronams

Priklausomai nuo injektuojamos elektros srovės tankio gali dominuoti sugertis arba stiprinimas. Optinis stiprinimas pradeda vyrauti prieš sugertį, jeigu kvazi-Fermi lygmenų skirtumas viršija draus-
tinės juostos tarpą E_g (Bernardo-Durafourgo sąlyga) :

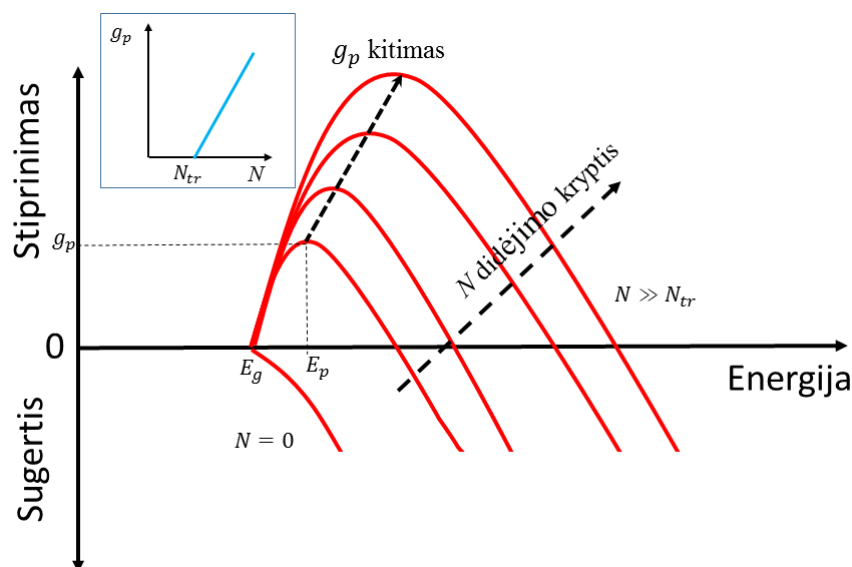
$$E_{F_c} - E_{F_v} \geq h\nu = E_2 - E_1 \geq E_g, \quad (6)$$

čia E_1 ir E_2 – lygmenys, atitinkamai iš kurio į kurį šoka elektronas, sugėręs fotoną $h\nu$. Tam, kad kvazi-Fermi lygmenys atsiskirtų reikia injektuoti elektros srovę į puslaidininkį. Stiprinimas susilygina su sugertimi injektavus ribinį krūvininkų tankį N_{tr} , kuriam esant kvazi-Fermi lygmenų skirtumas tampa lygus fotonų energijai: $E_{F_c} - E_{F_v} = h\nu$. Dėl būsenų tankio priklausomybės nuo energijos (4 pav.) ir Fermi-Dirako pasiskirstymo glotnaus kitimo (7 pav.) optinis stiprinimas yra spektriškai išplitęs (8 pav.). Esant krūvininkų tankiui artimam N_{tr} maksimalią optinio stiprinimo vertę g_p galima apytiksliai aproksimuoti tiesine funkcija nuo krūvininkų tankio N :

$$g_p(N) = a(N - N_{tr}), \quad (7)$$

čia a – stiprinimo parametras (8 pav. intarpas). Didinant kaupinimą (tuo pačiu ir krūvininkų tankį)

didėja ne tik stiprinimo maksimali vertė g_p , bet ir stiprinimo plotis – tai yra, tuo platesnis stiprinamų energijų intervalas. Stiprinimo spektras apsprendžia spontaninės emisijos spektrą, tačiau lazerinė spinduliuotė vyks tik spektriniam ruožui, esančiam po didžiausiu stiprinimu [19].



8 pav. Schematinės optinio stiprinimo kreivės puslaidininkyje priklauso nuo krūvininkų tankio N . Optinis stiprinimas turi didžiausią stiprinimo vertę g_p ties fotonų energija E_p . Intarpe maksimalios stiprinimo vertės g_p tiesinė priklausomybė nuo krūvininkų tankio N . Čia N_{tr} – ribinis krūvininkų tankis, E_g – draustinės energijos tarpas

Injektuojamą į lazerinį diodą srovę I galima aprašyti formule:

$$I = eR(N)V, \quad (8)$$

čia e – elektrono krūvis, R – rekombinacijos sparta, V – aktyviosios srities tūris. Taigi krūvininkų tankis priklauso nuo injektuojamos srovės ir rekombinacijos spartos. Elektrono-skylių rekombinacija gali būti aprašoma pasinaudojant ABC modeliu – kubiniu polinomu, prie mažų injektavimo srovių (mažesnių už slenkstinę srovę). Šiame modelyje yra daroma prielaida, kad į aktyviąją sritį yra injektuojamas vienodas kiekis skylių ir elektronų ($N = P$). Rekombinacijos sparta R aktyviojoje srityje šiuo atveju aprašoma formule:

$$R = AN + BN^2 + CN^3, \quad (9)$$

čia N – krūvininkų koncentracija, A , B , C – Šoklio-Rido-Holo, spindulinis ir Ožė koeficientai atitinkamai. Pirmasis (9) narys su Šoklio-Rido-Holo A koeficientu aprašo nespindulinę rekombinaciją ir tiesiškai priklauso nuo N . Antrasis narys su spinduliniu koeficientu B apibūdina spontaninę spinduliuotę ir turi kvadratinę priklausomybę nuo krūvininkų tankio N^2 . Todėl prie didesnių injektavimo srovių spindulinė rekombinacija tampa dominuojantis rekombinacijos mechanizmas. Pagal šį modelį esant dar didesniai injektavimui Ožė procesas, kurį aprašo trečiasis narys CN^3 taps dominuojanti

rekombinacija. Ožė rekombinacijos metu energija yra perduodama trečiajam krūvininkui, kuris yra sužadinas i aukštesnįjį energijos lygmenį, neperšokant i kitą energijos juostą. Dėl Ožė rekombinacijos energija virsta nenaudinga šilumine vibracija. Injektavimo srovę padidinus iki slenkstinės srovės sparčiai didėja fotonų tankis ir kiekviena papildomai injektuota elektrono ir skylės pora rekombinuoja dėl fotono įtakos, tai yra pradeda dominuoti stimuluota emisija. Dėl to (9) formulėje atsiranda papildomas ketvirtasis priverstinės spinduliuotės narys, priklausantis nuo fotonų tankio N_f :

$$R = AN + BN^2 + CN^3 + R_{st}N_f, \quad (10)$$

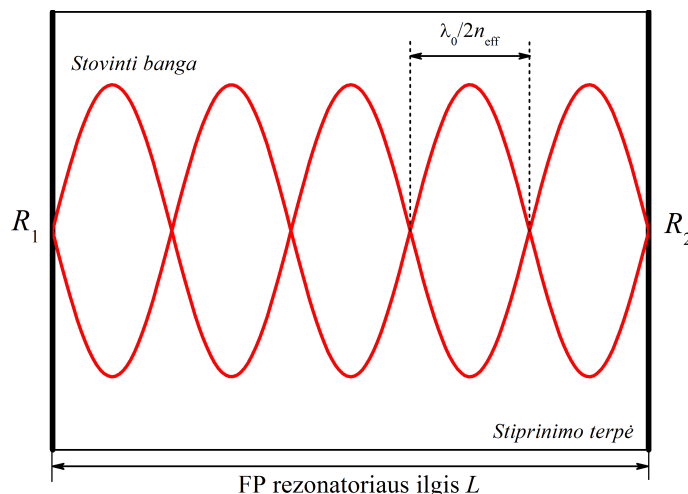
čia R_{st} – stimuluotos emisijos sparta [20].

2.3. Fabri ir Pero rezonatorius

Standartiškai lazeriniuose dioduose sukuriamas Fabri ir Pero tipo rezonatorius, nuskeliant puslaidininkinio kristalo galus statmenai kristalo optiniai ašiai (išilgai kristalo plokštumos). Tokiu būdu suformuojami du lygiagretūs veidrodžiai stiprinimo terpės galuose, kurie užtikrina teigiamąjį grįžtamąjį optinį ryšį lazerio veikimui (9 pav.). Standartinės lūžio rodiklio vertės puslaidininkinių struktūrų būna apie 3,5, todėl vien tik nuskėlus kristalą sukuriamas apie 30 % paviršių atspindys. Tai lemia, kad dalis spinduliuotės atsispindi atgal ir dalis išeina i aplinką [16]. Atspindžio koeficientas R gali būti apskaičiuojamas iš Frenelio atspindžio formulės:

$$R = \frac{(n_s - n_a)^2 + \kappa^2}{(n_s + n_a)^2 + \kappa^2} \cong \frac{(n_s - n_a)^2}{(n_s + n_a)^2}, \quad (11)$$

čia n_s – puslaidininkio lūžio rodiklis, n_a – aplinkos lūžio rodiklis, κ – sugerties koeficientas. Kai $\kappa^2 \ll (n_s - n_a)^2$, galima naudoti supaprastintą formulę ir tuomet R priklauso tik nuo lūžio rodiklių. Atspindžiai gali būti keičiami dengiant atitinkamas dielektrines dangas [21].



9 pav. Schematinis Fabri ir Pero rezonatorius su nuskeltais nedengtais paviršiais, kurie veikia kaip dalinai atspindintys veidrodžiai R_1 ir R_2 . Fabri ir Pero rezonatorius suformuoja stovinę bangą stiprinimo terpėje. Čia λ_0 – bangos ilgis vakuume, n_{eff} – efektyvusis lūžio rodiklis

Optinis laukas sklisdamas aktyviojoje terpėje yra stiprinamas, bet taip pat ir patiria nuostolius. Lazero nuostolius α sudaro vidiniai nuostoliai α_i ir veidrodžių nuostoliai α_m :

$$\alpha = \alpha_i + \alpha_m. \quad (12)$$

Vidiniai nuostoliai atsiranda dėl laisvųjų krūvininkų sugerties puslaidininkyje ir sklaidos nuo optinių nehomogeniškumų medžiagoje. α_i auga didinant priemaišų koncentraciją ir esant daugiau defektų heterostrukčiūroje. Standartiškai α_i vertė patenka į ruožą nuo $10 - 100 \text{ cm}^{-1}$. Didžioji dalis lazero nuostolių yra veidrodžių nuostoliai α_m , kurie susidaro dėl praleistos naudingos išėjimo spinduliuotės. Veidrodžių nuostoliai α_m apskaičiuojami pagal formulę:

$$\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2} = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}, \quad (13)$$

čia α_{m1} ir α_{m2} – atitinkamai priekinio ir galinio veidrodžių nuostoliai, L – rezonatoriaus ilgis, R_1 ir R_2 – priekinio ir galinio veidrodžių atspindžiai [13].

Lazerinė veika prasideda, kai stiprinimas viršija nuostolius bangai nusklidus vieną ciklą, tai yra nuo priekinio veidrodžio iki galinio ir atgal. To pasekoje modos stiprinimas g_{mod} rezonatoriuje aprašomas formule:

$$g_{mod} = \Gamma g_{at} - \alpha_i - \alpha_m, \quad (14)$$

čia Γg_{at} – aktyviosios terpės sukurtas stiprinimas. g_{at} priklauso nuo medžiagos ir struktūros, kurioje vyksta stiprinimas. Tam kad rezonatoriuje susidarytų stovinti banga, jame sklindančio lauko amplitudė ir fazė turi būti nepakitusios po vieno ciklo apėjimo. Iš amplitudės išlaikymo sąlygos $g_{mod} = 0$,

gaunamas slenkstinis stiprinimas g_{th} :

$$g_{th} = \alpha_i + \alpha_m. \quad (15)$$

Iš fazės išlaikymo sąlygos, kad po vieno lauko apėjimo ciklo fazės pokytis turi būti sveikas 2π kartotinis, sudaromas galimų išilginių modų rinkinys. Šias išilgines modas λ_m apibūdina formulė:

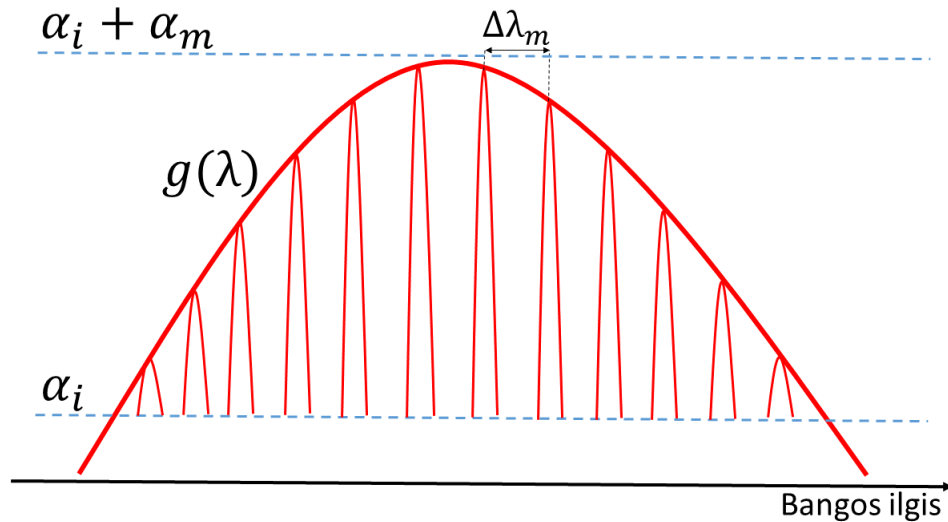
$$\lambda_m = \frac{2n_{eff}L}{m}, \quad (16)$$

čia n_{eff} – efektyvusis lūžio rodiklis, L – rezonatoriaus ilgis, m – modų skaičius. Taigi modų skaičius priklauso nuo rezonatoriaus ilgio ir efektyviojo lūžio rodiklio. Rezonatoriuje gali susidaryti tik tos modos, kurių sveikas pusbangių skaičius telpa į rezonatoriaus optinį ilgį $n_{eff}L$. Kadangi rezonatoriaus ilgis daug didesnis lyginant su spinduliuotės bangos ilgiu, lazerio modų skaičius standartiškai būna labai didelis. Pavyzdžiui, standartinio 1 mm ilgio rezonatoriaus GaSb diodiniame lazeryje ($n_{eff} \approx 3,7$) leistinų išilginių modų m gali būti net ~ 3000 . Šios modos yra atskirtos tarpmodiniu atstumu $\Delta\lambda_m$ viena nuo kitos [19]:

$$\Delta\lambda_m \simeq \frac{\lambda_m^2}{2n_{eff}L}. \quad (17)$$

Nuo tarpmodinio atstumo priklauso, kiek modų tilps po aktyviosios terpės stiprinimo gaubtine ir bus stiprinama. Taigi spinduliuotės spektrinės gaubtinės plotis priklauso nuo aktyviosios terpės stiprinimo kreivės. Labiausiai bus stiprinama ta moda, kurios bangos ilgis bus artimiausias stiprinimo kreivės maksimaliai vertei, tačiau ir kitos po stiprinimo gaubtine patenkančios modos gali būti matomos lazerio spinduliuotės spektre (10 pav.) [19].

Fabri ir Pero tipo rezonatorius veikia daugiamodžio lazerio veikimo režimu. Tačiau kai kuriems puslaidininkinių lazerių taikymams būtent toks režimas yra netinkamas, pavyzdžiui, dujų spektroskopijoje, kur yra reikalingas vienmodis veikimas. Tokiais atvejais galima pasinaudoti išorinių rezonatorių sistemomis su stiprinimo lustais, išgauti konkrečiam bangos ilgiui [5].

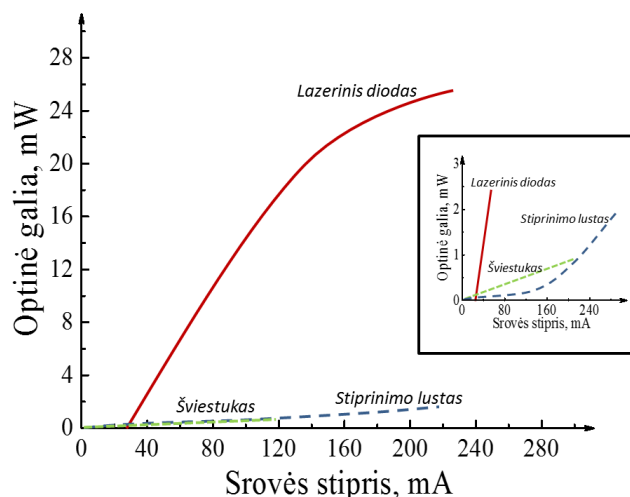


10 pav. Išilginių Fabri ir Pero modų spektras. Stiprinamos tik modos, esančios po optinio stiprinimo kreivė $g(\lambda)$. Čia $\Delta\lambda_m$ – tarpmodinis atstumas, α_i – vidiniai nuostoliai, α_m – veidrodžių nuostoliai

2.4. Stiprinimo lustai

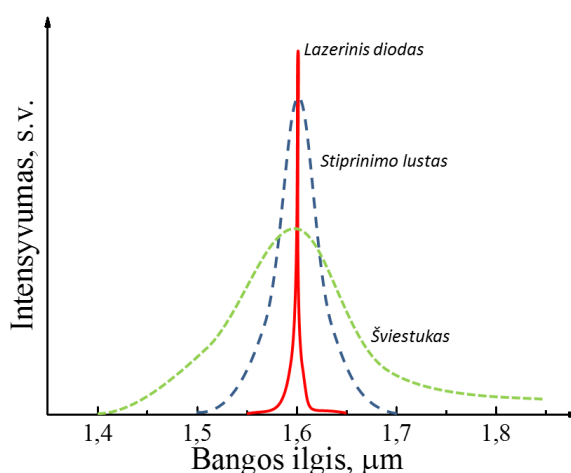
Norint naudotis didelės optinės galios plačiajuosčiu šviesos šaltiniu, visada reikia ieškoti kompromiso tarp optinės galios ir spektro pločio charakteristikų. Esant tokiam poreikiui tinkamas sprendimas – puslaidininkiniai stiprinimo lustai. Stiprinimo lustas (*angl. gain chip*) yra puslaidininkinė stiprinimo terpė, skirta išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio sistemos kūrimui. Stiprinimo lustas neintegruotas į išorinio rezonatoriaus sistemą veikia kaip puslaidininkinis šviesos šaltinis, kurio veikimas pagrįstas superliuminescencijos reiškiniu. Superliuminescencija vadinama sustiprinta spontanine spinduliuotė. Taigi superliuminescenciniuose šviesos šaltiniuose spontanine spinduliuotė yra optiškai sustiprinama stiprinimo terpėje dėl priverstinės spinduliuotės [13].

Stiprinimo lusto sandara analogiška lazerinio diodo sandarai (5 pav.), tik skiriasi optinio bangolaidžio geometrija (plačiau 3 skyrius). Bangolaidis yra orientuojamas taip, kad būtų sukurtas vieno perėjimo rezonatorius. Tokiu atveju spontanine spinduliuotė yra pastiprinama, tačiau lazerinė veika nepasideda. Todėl lengviausia pagal veikimo principą apibūdinti stiprinimo lustą, kaip tarpinį šviesos šaltinį tarp puslaidininkinio šviestuko ir lazerinio diodo. Stiprinimų lustų optinė išėjimo galia paprastai yra didesnė negu puslaidininkinio šviestuko, bet nepasiekia lazerinių diodų galios (11 pav.) [13].



11 pav. Stiprinimo lusto optinės išėjimo galios priklausomybė nuo maitinimo srovės stiprio yra tarpinis variantas tarp lazerinio diodo ir puslaidininkinio šviestuko. Įterptas grafikas vaizdžiau parodo stiprinimo lusto ir šviestuko kreivių skirtumą esant mažoms optinėms galioms

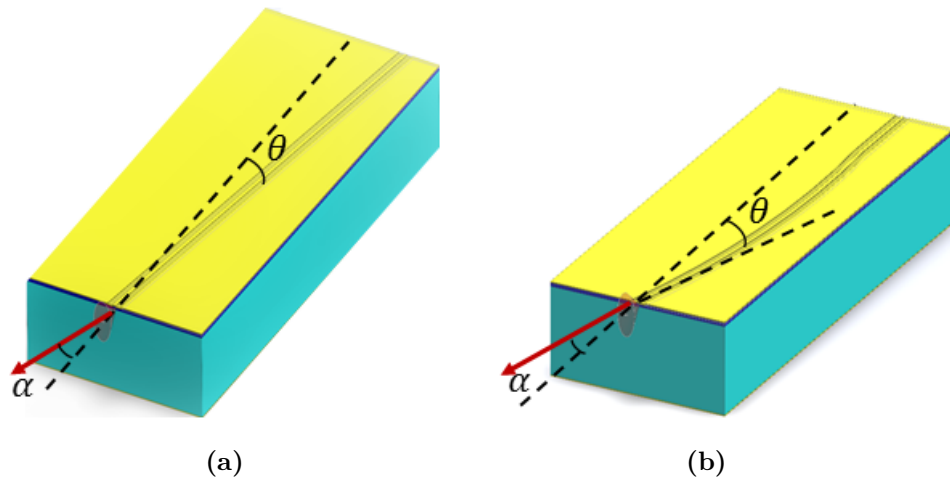
Stiprinimo lustai yra plačiajuosčiai šviesos šaltiniai. Atitinkamai, stiprinimo lusto spektras yra siauresnis negu šviestuko, bet platesnis už lazerinio diodo spektrą (12 pav.). Norint sukurti gerų parametrų puslaidininkinį stiprinimo lustą reikia kuo labiau sumažinti optinį grįžtamąjį ryšį, kad neprasidėtų arba būtų labai atitolintas lazerinės spinduliuotės generavimas. Gerėjant optiniam grįžtamajam ryšiui stiprėja priverstinės spinduliuotės įtaka, kas lemia didesnę optinę galią, bet tuo pačiu ir siaurina spinduliuotės spektrą. Optinį grįžtamąjį ryšį galima sumažinti dengiant atspindį mažinančias optines dangas, užlenkiant, pakreipiant bangolaidžio išėjimą arba puslaidininkinės struktūros paviršių padengiant sugeriančiuoju sluoksniu [13].



12 pav. Stiprinimo lusto spektro plotis platesnis negu lazerinio diodo, bet siauresnis už puslaidininkinio šviestuko spektro plotį

3. GaSb stiprinimo lustų dizaino kūrimas

Siekiant sukurti puslaidinikinį stiprinimo lustą reikia spręsti klausimą kaip sumažinti optinį grįžtamąjį ryšį. Tai pasiekama stipriai sumažinus priekinio paviršiaus atspindį (žemiau negu 10^{-5} [4]). Du pagrindiniai atspindžio mažinimo metodai yra neatspindinčios optinės dangos ir kampu orientuotas bangolaidis. Kompleksinės daugiasluoksnės atspindį mažinančios dangos gali sumažinti atspindį iki 10^{-4} . Bangolaidžio orientavimas kampu su puslaidininkine struktūra yra nesunkiai įgyvendinamas metodas ir gali sumažinti paviršiaus atspindį iki 10^{-5} . Rezonatoriaus išėjimo plokštuma gali būti orientuota ne statmenai puslaidininkinės struktūros kraštui, o sudaryti tam tikrą išėjimo kampą θ pasukant bangolaidį arba jį užlenkiant (13 pav.). Užlenkiant bangolaidį kampas θ yra laikomas tarp bangolaidžio liestinės išėjimo taške ir statmens į puslaidininkinės struktūros kraštą.



13 pav. Atspindys gali būti sumažintas panaudojus bangolaidžio kampinį orientavimą: (a) pasukant, (b) užlenkiant bangolaidį. θ – pasukimo/užlenkimo kampas, α – spinduliuotės išėjimo kampas

Pasukto bangolaidžio struktūra standartiškai kartu naudojama su atspindį mažinančiomis optinėmis dangomis iš abiejų pusių, taip sukuriant vieno perėjimo rezonatorių, kuris pasižymi labai maža spektrine moduliacija. Užlenkto rezonatoriaus struktūros kuriamos taikymams, kuriems reikia didesnių išėjimo galių. Todėl galinio rezonatoriaus paviršius padengiamas atspindį didinančia optine danga, o priekinis paviršius – atspindį mažinančia danga. Galinis paviršius sukuria atgalinį grįžtamąjį ryšį ir padidina stiprinimą. Priekinis paviršius su atspindį mažinančia optine danga padidina nuostolius. Paliekant vieną rezonatoriaus galą tiesų, sukuriama didesnė spektrinė moduliacija, bet įmanoma pasiekti aukštesnes išėjimo galias.

Bangolaidžio atspindys R priklauso nuo pasukimo/lenkimo kampo ir normalės su nuskeltu puslaidininkinės struktūros paviršiumi θ (13 pav.) pagal formulę:

$$R = R_f(\theta) \left[\frac{\beta}{2\omega\mu_0 P_0} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 e^{i2\beta\theta x} dx \right]^2, \quad (18)$$

čia $R_f(\theta)$ – plokščios bangos Frenelio atspindžio koeficientas tarp puslaidininkinės struktūros ir oro, β – sklidimo konstanta, x – skersinė koordinatė, ω – kampinis šviesos dažnis, μ_0 – vakuumo magnetinė skvarba, P_0 – sklindančios modos galia, E_y – fundamentinės TE modos y komponentė [22]. Atspindys mažėja didinant kampą θ ir ties kai kuriais kampais pasirodo staigus atspindžio kritimas. Teorija tinkama esant mažiems θ kampams, kol dar galima naudotis Gausinio lauko pasiskirstymo aproksimacija sklindančiai modai aprašyti. Esant dideliems θ kampams pradeda vyrauti greitai nykstantis laukas už bangolaidžio ribų, kuris nebegali būti aproksimuojamas Gausiniu lauko pasiskirstymu.

4. Tirtų GaSb stiprinimo lustų struktūra ir geometrija

4.1. Epitaksinė struktūra

Tyrimui buvo užaugintos epitaksinės struktūros 2 – 2,5 μm bangos ilgio spinduliuotei ant 3 colių skersmens padėklo su Veeco Gen200Edge molekulinio pluoštelio epitaksijos sistema (14 pav.). GaSb struktūros seka prasideda nuo 50 nm n tipo legiruoto $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ GaSb sluoksnio, tuomet 60 nm n tipo legiruoto $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ palaipsniui kintantis $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ sluoksnis ir 3000 nm n tipo legiruoto $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $Al_{0,5}Ga_{0,5}As_{0,04}Sb_{0,96}$ apvaskalo sluoksnis. Vėliau formuojamas 175 nm $Al_{0,1}Ga_{0,9}As_{0,09}Sb_{0,91}$ sluoksnis, du greta išdėstyti kvantiniai šuliniai $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$ (atitinkamai pagal spinduliuotės bangos ilgį), kurie atskirti 20 nm storio $Al_{0,1}Ga_{0,9}As_{0,09}Sb_{0,91}$ barjeru bei 175 nm $Al_{0,1}Ga_{0,9}As_{0,09}Sb_{0,91}$ sluoksniu. Tuomet formuojami jau viršutiniai apvaskalo sluoksniai: 2200 nm p legiruotas $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $Al_{0,5}Ga_{0,5}As_{0,04}Sb_{0,96}$ sluoksnis, tuomet 60 nm p tipo legiruoto $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ palaipsniui kintantis $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ sluoksnis ir 100 nm p legiruotas GaSb kontaktas. Aktyvųjų sluoksnį sukuria įtempti kvantiniai šuliniai atitinkamai 6 nm, 9 nm ir 11 nm pločio 2,02 μm , 2,25 μm ir 2,38 μm bangos ilgiams. 2,3 μm bangos ilgiui buvo užaugintas tik vienas 9 nm pločio kvantinis šulinys. Telūras (Te) ir berilis (Be) naudoti atitinkamai kaip n ir p tipo legirantai. Legiravimo kiekiai buvo optimizuoti pagal optinio lauko pasiskirstymą struktūroje, siekiant sumažinti vidinius nuostolius. Atskirų sluoksnių lūžio rodikliai yra apskaičiuojami naudojantis S. Adachi aprašytais medžiagų parametrais [23].

100 nm p-GaSb kontaktas
60 nm palaipsniui kintantis p – $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$
2200 nm p – $Al_{0,5}Ga_{0,5}As_{0,04}Sb_{0,96}$ apvaskalas
175 nm $Al_{0,1}Ga_{0,9}As_{0,09}Sb_{0,91}$
$Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$ kvantinis šulinys
20 nm $Al_{0,1}Ga_{0,9}As_{0,09}Sb_{0,91}$ barjeras
$Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$ kvantinis šulinys
175 nm $Al_{0,1}Ga_{0,9}As_{0,09}Sb_{0,91}$
3000 nm n – $Al_{0,5}Ga_{0,5}As_{0,04}Sb_{0,96}$ apvaskalas
60 nm palaipsniui kintantis n – $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$
50 nm n-GaSb kontaktas

14 pav. Schematinė GaSb epitaksinė struktūra. Legiravimas optimizuotas pagal optinio lauko pasiskirstymą. Centrinėje struktūros dalyje sukuriamas bangolaidis

4.2. Stiprinimo lusto geometrija

Stiprinimo lusto geometrija buvo optimizuojama orientuojantis į priekinio paviršiaus atspindžio mažinimą. Modeliavimas atliktas naudojantis (18) formule. Iš sumodeliuotų grafikų galima nustatyti optimalų bangolaidžio lenkimo kampą θ . Frenelio atspindžio koeficientas $R_f(\theta)$ apskaičiuotas tarp puslaidininkinės struktūros ir oro, atitinkamai naudojant puslaidininkinės struktūros efektyvųjį lūžio rodiklį n_{eff} ir oro lūžio rodiklį $n_0 = 1,0029$. Frenelio atspindžio koeficientas $R_f(\theta)$ apskaičiuojamas pagal formulę:

$$R_f(\theta) = \left| \frac{n_{eff} \cos(\theta) - \sqrt{n_0^2 - n_{eff}^2 \sin^2(\theta)}}{n_{eff} \cos(\theta) + \sqrt{n_0^2 - n_{eff}^2 \sin^2(\theta)}} \right|^2, \quad (19)$$

čia n_{eff} apskaičiuojamas naudojant 2D Helmholco lygtį kiekvieno bangos ilgio puslaidininkinės struktūros. n_{eff} bangos ilgiams 2025 nm, 2250 nm, 2300 nm ir 2380 nm atitinkamai lygūs 3,6882, 3,6843, 3,619 ir 3,6631. Elektrinio lauko pasiskirstymas struktūroje apskaičiuojamas pasinaudojus Maksvelo lygtimis pagal formulę:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] E_y = 0, \quad (20)$$

čia k_0 – banginis skaičius ($k_0 = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$). Puslaidininkinės struktūros (14 pav.) lūžio rodiklio profilis aprašomas formule:

$$n(x) = \begin{cases} n_1, & |x| < d/2 \\ n_2, & |x| > d/2 \end{cases}; n_1 > n_2, \quad (21)$$

čia d – bangolaidžio plotis, n_1 ir n_2 – atitinkamai bangolaidžio (14 pav. žalios spalvos sluoksniai) ir optinės dangos lūžio rodikliai. Aprašant elektromagnetinį lauką turi būti tenkinamos ribinės sąlygos, kurios reiškia, kad elektrinis laukas E_y ir elektrinio lauko išvestinė dE_y/dx privalo būti netrūkius taškuose $x = \pm d/2$:

$$d^2 E_y/dx^2 + \kappa^2 E_y = 0; |x| < d/2, \quad (22)$$

$$d^2 E_y/dx^2 - \alpha^2 E_y = 0; |x| > d/2, \quad (23)$$

čia $\kappa = k_0^2 n_1^2 - \beta^2$ ir $\alpha = \beta^2 - k_0^2 n_2^2$. (22) aprašo bangolaidį, o (23) – dangą. Lygčių (22) ir (23) sprendinys aprašomas sistema:

$$E_y(x) = \begin{cases} A \cos \kappa x + B \sin \kappa x, & |x| < d/2, \\ C e^{\alpha x}, & x < -d/2, \\ D e^{-\alpha x}, & x > d/2 \end{cases} \quad (24)$$

čia A , B , C ir D yra konstantos [24].

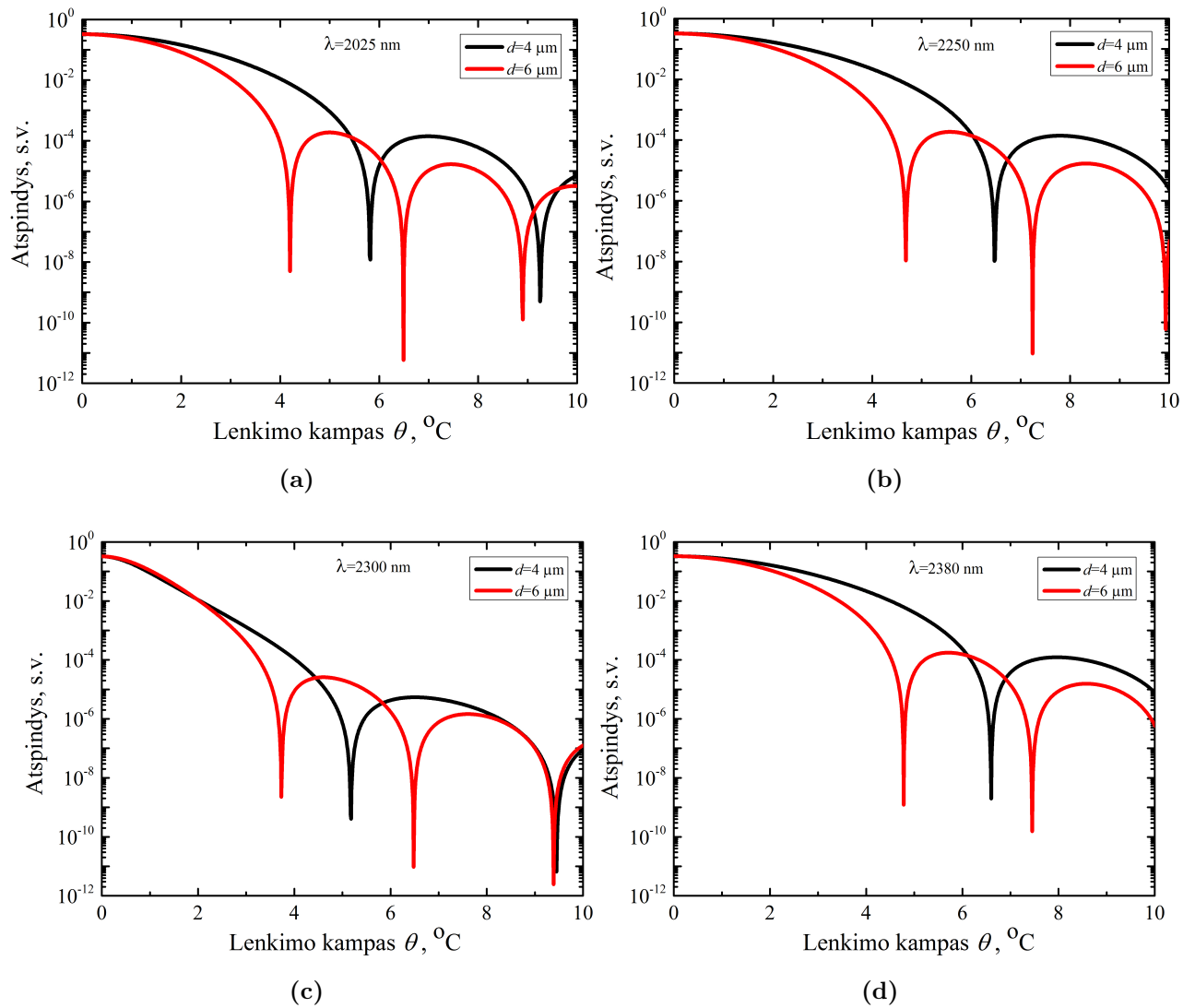
Pasinaudojus (18) formule ir elektrinio lauko pasiskirstymu (24) buvo sumodeliuoti atspindžiai nuo priekinio struktūros paviršiaus kintant bangolaidžio lenkimo kampui θ . Modeliavimas buvo atliktas keturiems bangos ilgiams: 2025 nm, 2250 nm, 2300 nm ir 2380 nm (15 pav.). Pastebimas atspindžio mažėjimas didinat lenkimo kampą su staigiais atspindžio kritimais ties tam tikromis lenkimo kampų vertėmis. Atspindžio minimumai atsiranda dėl $e^{i2\beta\theta x}$ dalies formulėje (18).

Papildomai buvo tirta kaip atspindžio priklausomybė kinta ir nuo bangolaidžio ploto, modeliuojant dvi bangolaidžio pločio vertes d : 4 μm ir 6 μm . Pastebėta, kad mažinant bangolaidžio plotį atspindžio minimumai pasireiškia ties mažesnėmis lenkimo kampo vertėmis. Nuo bangolaidžio pločio priklauso, kokia modos dalis patenka į bangolaidį. Kuo didesnė dalis sklinda bangolaidžiu, tuo didesnę įtaką turi $|E_y|^2$ dalis iš formulės (18). Gaminant struktūras buvo orientuojamasis į pirmą atspindžio minimumo kampą, kad kuo didesnė modos dalis liktų bangolaidyje. Gamybai parinktas 4 μm bangolaidžio plotis, kad panaudojus stiprinimo lustą išoriniam rezonatoriui gautųsi vienmodis lazeris. Atitinkamai bangos ilgiams 2025 nm, 2250 nm, 2300 nm ir 2380 nm buvo parinkti pirmojo minimumo kampai 4 μm pločio bangolaidžiui: 5,8°, 6,5°, 5,2° ir 6,6°.

Bangolaidžio lenkimo kampai θ , pluošto išėjimo kampas, rezonatoriaus ilgis, kvantinių šulinių skaičius apibendrintai visiems keturiems bangos ilgiams pateikiami 1 lentelėje. Pluošto išėjimo kampas α apskaičiuojamas pagal Snelijaus dėsnį, pasinaudojus efektyviuoju struktūros lūžio rodikliu n_{eff} :

$$n_{eff} \sin\theta = n_a \sin\alpha, \quad (25)$$

čia θ – bangolaidžio lenkimo kampas, n_a – oro lūžio rodiklis. Optinio lauko apribojimas parodo, kokia elektrinio lauko dalis yra apribota kvantinių duobių (skaičiuojama procentinė dalis). Vidiniai nuostoliai yra skaičiuojami kiekvienam skirtingo lūžio rodiklio sluoksniui ir visų sluoksnių nuostolius sumuojant (1 lentelė).



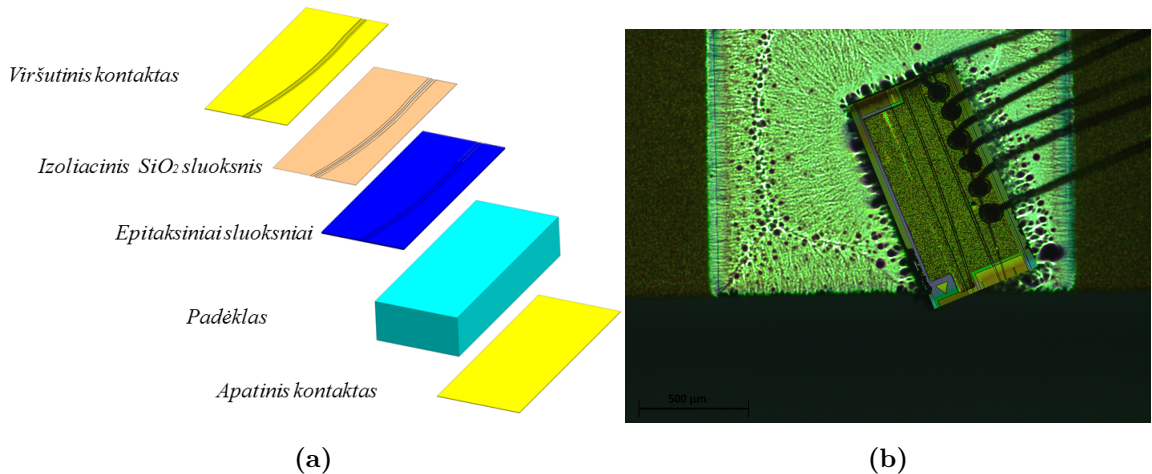
15 pav. Sumodeliuotos atspindžių nuo priekinio paviršiaus priklausomybės nuo bangolaidžio lenkimo kampo θ atitinkamai a) 2025 nm, b) 2250 nm, c) 2300 nm ir d) 2380 nm bangos ilgių struktūroms. d – bangolaidžio plotis

1 lentelė Pagrindiniai GaSb stiprinimo lustų parametrai

Bangos ilgis, nm	2025 nm	2250 nm	2300 nm	2380 nm
Kvantinių šulinių skaičius	2	2	1	2
Efektyvusis lūžio rodiklis	3,6882	3,6843	3,619	3,6631
Lenkimo kampas θ , °	5,8	6,5	5,2	6,6
Pluošto išėjimo kampas, °	21,7	24,5	19,4	24,9
Optinis apribojimas, %	2,3	3,4	1,3	3,6
Vidiniai nuostoliai, cm^{-1}	2,3	3,1	0,6	3,4

4.3. Apdirbimo procedūra

Užauginus puslaidininkinę struktūrą ir sumodeliavus stiprinimo lustų geometriją (bangolaidžio formą), ant epitaksinių sluoksnių plokštelės yra sukuriamos keteros. Ketera suformuojama pasinaudojus fotolitografijos metodu ant puslaidininkinės struktūros. Sukūrus keterą, paviršius yra padengiamas izoliaciniu 120 nm storio SiO_2 sluoksniu. Dalis šio sluoksnio ėsdinimo technologija yra pašalinama. Tuomet užginamas viršutinis ominis Ti/Pt/Au kontaktas. galiausiai apatinis kontaktas taip pat yra užginamas iš Ti/Pt/Au. Struktūros storis su visais sluoksniais būna apie 120 μm (16 pav. (a)). Galiausiai struktūra yra suskaldoma į skirtingo ilgio juosteles ant kurių šonų yra uždengiamos atitinkamos optinės dangos: suformuojamas galinis veidrodis su didelio atspindžio koeficiento danga, o priekinis – su mažo atspindžio koeficiento danga. Priekinės dalies optinė danga sukurama iš vieno sluoksniu Ta_2O_5 , galinės dalies danga sukomponuojama iš keleto Si/SiO₂ $\frac{\lambda}{4}$ storio sluoksnių porų. Stiprinimo lustų juostelės su optinėmis dangomis yra suskaldomos į pavienius emiterius, kurie pasinaudojant In uždedami ant „C-mount” tipo laikiklio arba ant „TO-can” tipo laikiklio. Tokie stiprinimo lustai jau būna paruošti jų veikimo parametrų charakterizavimui (16 pav. (b)).



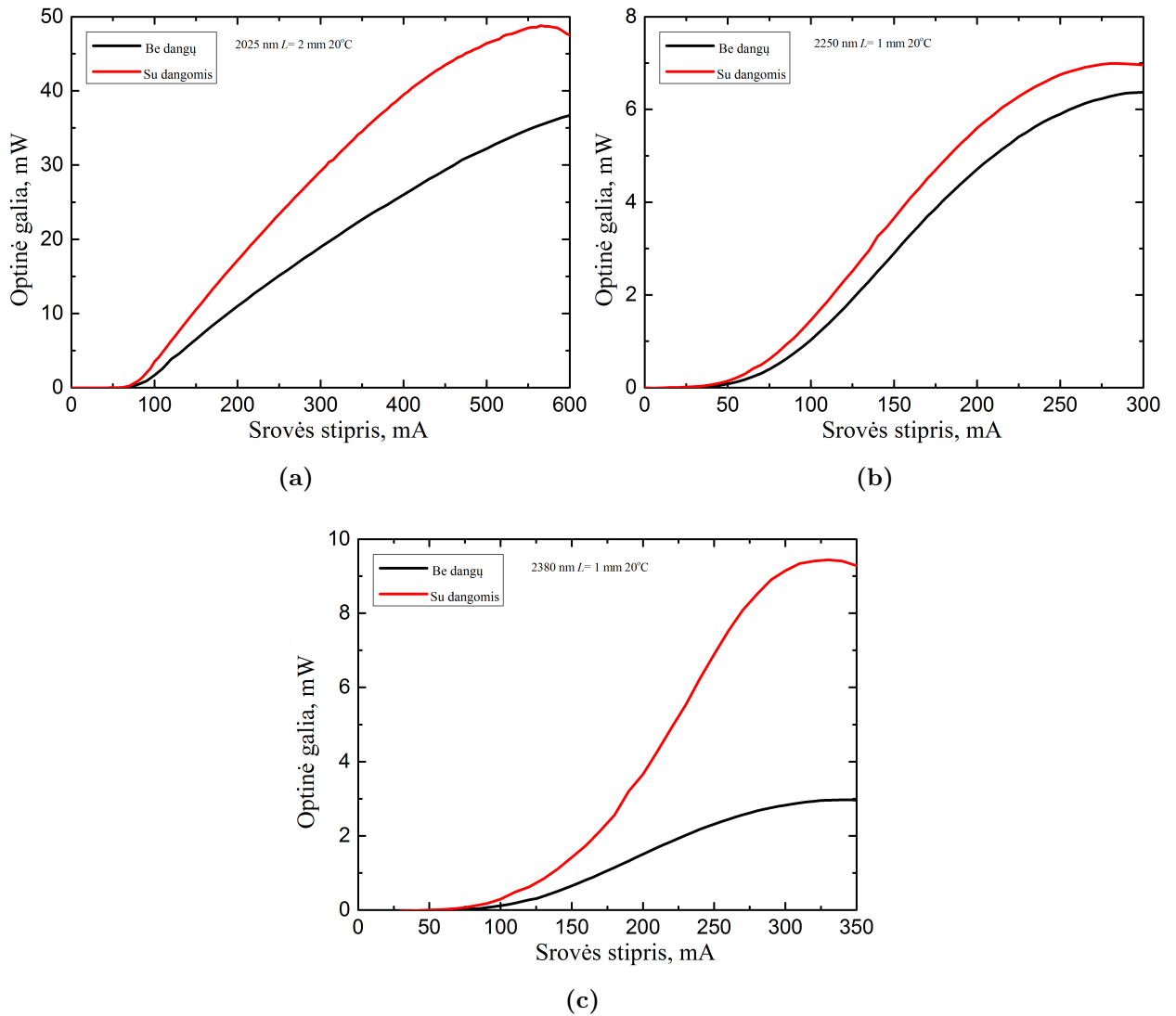
16 pav. Schematiniai struktūros su lenktu bangolaidžiu sluoksniais (a) ir realaus stiprinimo lusto vaizdas iš viršaus (b)

5. GaSb stiprinimo lustų tyrimas

Šioje darbo dalyje pateikiami ir analizuojami keturių bangos ilgių 2 – 2,5 μm stiprinimo lustų galios išeių bei emisijos spektrų rezultatai. Lyginant šių stiprinimo lustų veiką reikia atsižvelgti ir į tai, kad jie turi skirtingas struktūras – nevienodą kvantinių šulinių skaičių (t.y. 1 arba 2) bei skiriasi rezonatorių ilgiai (0,5 mm – 2 mm).

5.1. Optinės galios išeiga

2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm bangos ilgio stiprinimo lustai buvo užauginti su dviem kvantiniais šuliniais aktyviajame sluoksnyje (atitinkamai 6, 9 ir 11 nm pločio), siekiant didesnės optinės galios išeių. Taip pat rezonatoriaus ilgis buvo suformuotas 2 arba 1 mm ilgio. Optinės galios išeių buvo tiriamos prieš optinių dangų uždėjimą ir po optinių dangų uždėjimo nuolatinės veikos režime, palaikant 20 laipsnių temperatūrą. Maksimali optinė galia uždėjus optines dangas išauga (17 pav.). Išmatuota 2025 nm stiprinimo lustų su optinėmis dangomis išėjimo galia siekia 48,8 mW esant 565 mA, o be optinių dangų esant tokiai pačiai srovei buvo išmatuota 35,4 mW. 2250 nm stiprinimo lustų atveju su dangomis maksimali optinė galia nuo 6,32 mW pakilo iki 6,99 mW esant 285 mA. 2380 nm bangos ilgio stiprinimo lusto atveju taip pat įvyksta galios augimas nuo 2,96 mW iki 9,44 mW esant 330 mA srovei. Uždėjus puslaidininkinei struktūrai ant galinio paviršiaus didelio atspindžio koeficiento optinę dangą, o ant priekinio paviršiaus – mažo atspindžio koeficiento optinę dangą, stebimas skirtingo stiprumo išėjimo optinės galios augimas bangų ruože 2 – 2,5 μm .

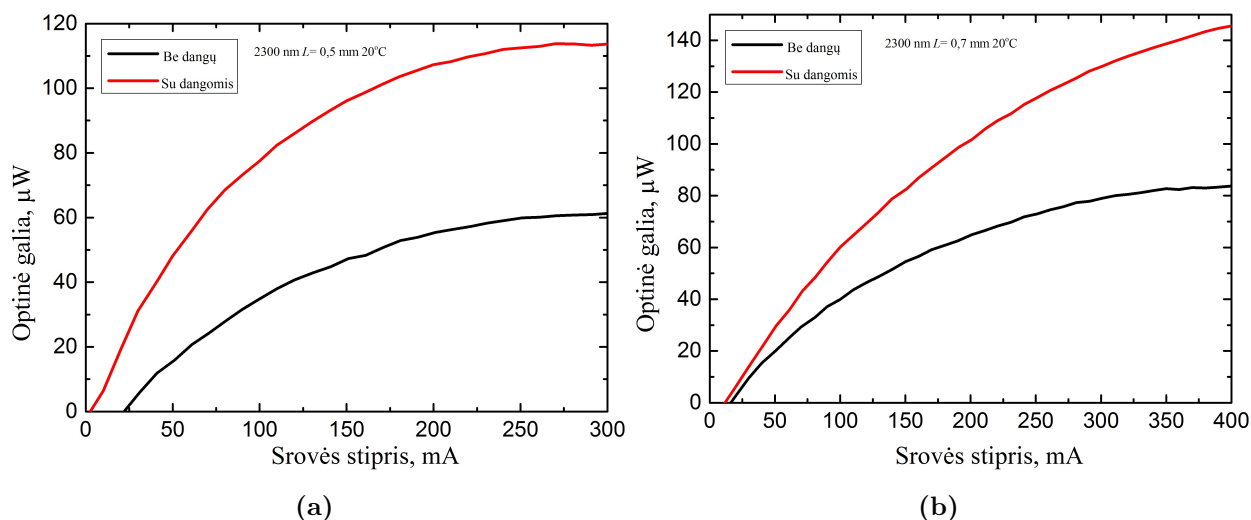


17 pav. Išėjimo optinės galios priklausomybė nuo maitinimo srovės stiprio prieš ir po optinių dangų uždėjimo skirtingų bangos ilgių stiprinimo lustams: (a) 2025 nm, (b) 2250 nm ir (c) 2380 nm

2025 nm stiprinimo luste yra 2 mm ilgio rezonatorius, kai kituose dviejuose lyginamuose stiprinimo lustuose yra 1 mm ilgio rezonatorius, todėl optinė išėjimo galia 2025 nm stiprinimo lustuose ryškiai didesnė. Taip pat gali būti pastebėtas maksimalios optinės galios mažėjimas didėjant bangos ilgiui, kuris yra nulemtas padidėjusios krūvininkų sugerties ir Ožė rekombinacijos esant mažesniems draustinės juostos tarpams puslaidininkinėje struktūroje. Ožė rekombinacija riboja maksimalią optinę galią, kai nepusiausvyrinių krūvininkų tankis tampa labai didelis ir yra tikimybė, kad elektronui pereinant iš laidumo juostos į valentinę dėl smūginės jonizacijos jo energija perduodama tiesiogiai kitam elektronui nespinduliniu būdu. Tokiu atveju spinduliavimas nevyksta, o elektrono energija atiduodama gardelei šilumos pavidalu. Dėl šių efektų stiprinimo lustai labiau kaista esant didesnėms maitinimo srovėms ir optinės galios priklausomybėje nuo srovės stiprio stebima sotis (17 pav.).

Modeliuojant 2300 nm stiprinimo lustus buvo orientuojamasi į kuo mažesnę spektrinę moduliaciją

ir mažesnę įėjimo srovę. Todėl šio bangos ilgio stiprinimo lustai buvo suformuoti 0,5 mm ir 0,7 mm ilgio rezonatoriai (trumpesni negu 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm stiprinimo lustai), turintys tik vieną kvantinį šulinį. Šiuose stiprinimo lustuose analogiškai kaip ir su kitų bangos ilgių stiprinimo lustų didžiausia pasiekama optinė galia uždėjus optines dangas išauga (18 pav.). Matuojant 0,5 mm rezonatoriaus ilgio stiprinimo lustus stebimas optinės galios augimas nuo 61 μW iki 114 μW esant 270 mA uždėjus optines dangas. Su 0,7 mm ilgio rezonatoriumi optinė galia išauga nuo 84 μW iki 146 μW esant 400 mA su optinėmis dangomis. Matoma, kad maksimalios optinės galios augimas yra nuo 74 iki 87 procentų.

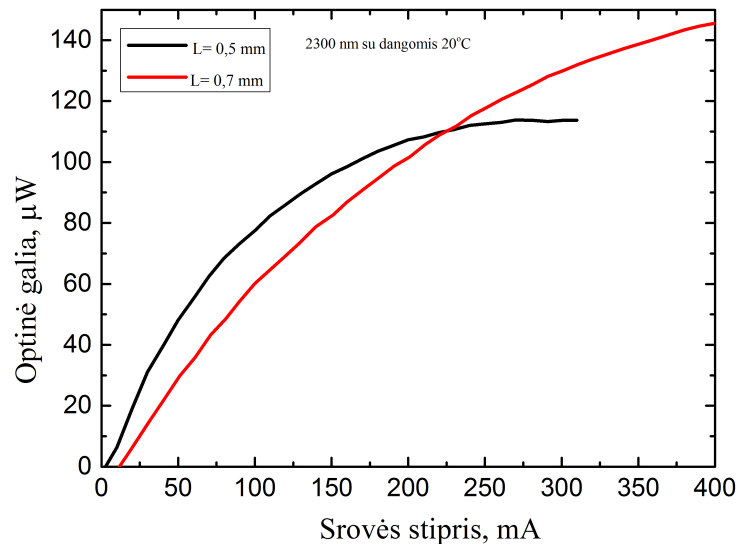


18 pav. 2300 nm stiprinimo lustų išėjimo optinės galios priklausomybė nuo maitinimo srovės stiprio prieš ir po optinių dangų uždėjimo skirtingų ilgio rezonatoriams: (a) 0,5 mm, (b) 0,7 mm

Lyginant to paties bangos ilgio stiprinimo lustų išėjimo galios charakteristikas esant skirtingiems rezonatoriaus ilgiams L matoma, kad turint ilgesnį rezonatorių galima pasiekti aukštesnes išėjimo galias esant tokioms pačioms maitinimo srovėms (19 pav.). Tai parodo eksponentinė stiprinimo $G(\nu)$ priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio L :

$$G(\nu) = \exp[\gamma(\nu)L], \quad (26)$$

čia $\gamma(\nu)$ stiprinimo koeficientas [13]. Taip pat ilgesniojo rezonatoriaus optinės galios sotis pasiekama esant didesnėms srovėms.

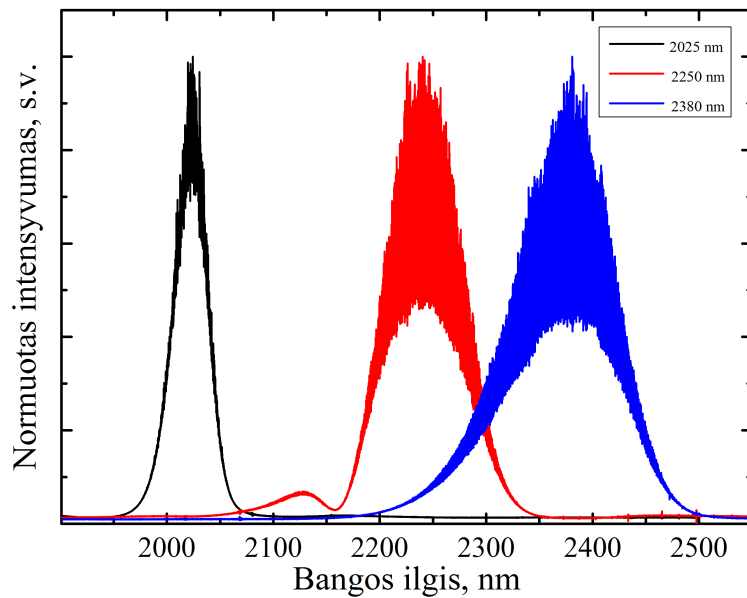


19 pav. 2300 nm stiprinimo lustų su optinėmis dangomis išėjimo optinės galios priklausomybė nuo maitinimo srovės stiprio skirtingų ilgio rezonatoriams 0,5 mm ir 0,7 mm

5.2. Emisijos spektrai

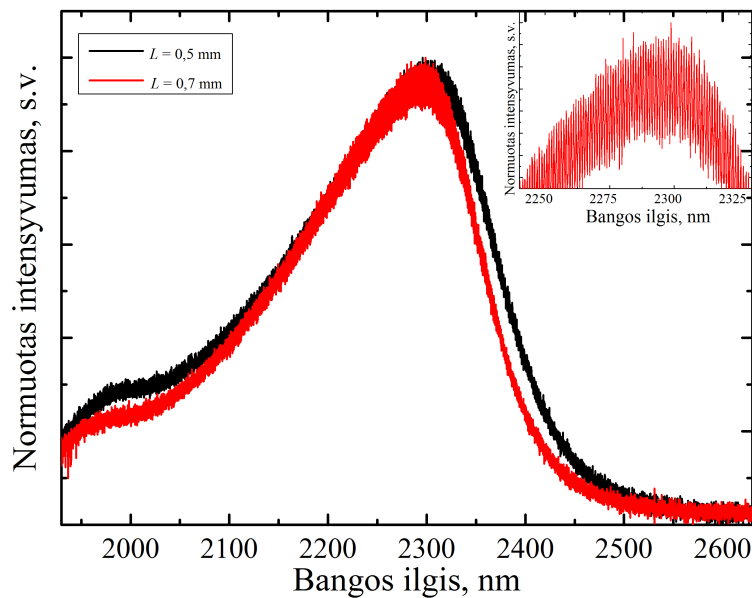
Paprasčiausias metodas patikrinti ar pritaikytas geometrijos dizainas sukuria stiprinimo lustą yra pamatuoti jų emisijos spektrus. Tyrimo metu spektrai buvo matuoti FTIR Nicolet 8700 spektrometru. Išmatavus spektrus bangų ruože 1,8 – 2,6 μm galima įsitikinti, kad stiprinimo lustai spinduliuoja sustiprintą spontaninę spinduliuotę netgi esant išisotininimo srovei (20 pav.). Didesnio bangos ilgio emisiją turinčių lustų spektrai yra platesni. Spektro pločiai atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm yra 38 nm, 80 nm ir 104 nm ties puse maksimalios normalizuoto intensyvumo vertės aukščiu. Iš spektrų galima pastebėti, kad stiprinimo lustų spektrai yra „varpo” formos ir yra šiek tiek asimetriški. Stiprinimo lustų spektrai nuo lazerio emisijos spektrų būtent ir skiriasi didesniu pločiu, nes nėra vienos ar kelių itin sustiprintų modų. Vadinasi buvo sukurti atitinkami nuostoliai rezonatoriuje, kad neprasidėtų lazerinio diodo veika. Emisijos spektruose yra stebima spektrinė moduliacija m . Tiriamuosiuose lustuose net esant aukštai srovei (300 mA) matyti žemos moduliacijos: 18 %, 38 % ir 42 % atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm stiprinimo lustams (20 pav.).

2300 nm stiprinimo lustai buvo kurti išsikėlus tikslą pasiekti kuo mažesnę spektrinę moduliaciją. Todėl šio bangos ilgio lustai turi mažesnę stiprinimo terpės tūrį. 2300 nm dizainas buvo sukurtas panaudojus tik vieną kvantinį šulinį, o rezonatoriaus ilgis buvo sumažintas iki 0,5 mm arba 0,7 mm. Iš emisijos spektro matyti, kad spektrinė moduliacija viršija vos kelis procentus (21 pav.). Žemiausia moduliacija 2 % buvo išmatuota su 0,7 mm ilgio rezonatoriaus luste, padengtu atitinkamomis priekinio ir galinio paviršių optinėmis dangomis. Galima pastebėti, kad šių stiprinimo lustų spektro plotis žymiai platesnis esant tai pačiai srovei už didelės galios dizaino stiprinimo lustų (2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm). Spektro plotis 0,5 mm rezonatoriaus ilgio stiprinimo lusto apima 241 nm, o 0,7 mm –



20 pav. 2025 nm, 2250 nm ir 3800 nm stiprinimo lustų emisijos spektrai esant 300 mA maitinimo srovės. Spektuose tik sustiprinta spontaninė spinduliuotė

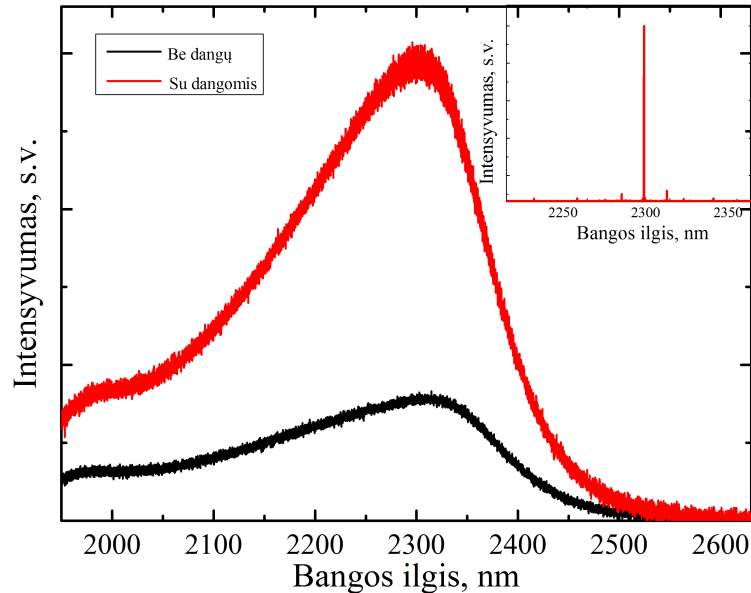
224 nm ties puse maksimalios normalizuoto intensyvumo vertės aukščiu.



21 pav. 2300 nm stiprinimo lustų 0,5 mm ir 0,7 mm ilgio rezonatorių emisijos spektrai esant 300 mA maitinimo srovės pasižymi maža moduliacija. Intarpe atvaizduota $L = 0,7$ mm stiprinimo lusto emisijos spektro ties centriniu bangos ilgiu dalis, kurioje aiškiai matoma Fabri ir Pero moduliacijos įtaka stiprinimo lusto spektrui

Pagal emisijos spektrus galima matyti, kad pagrindinis veiksnys lemiantis mažą grįžtamąjį ryšį yra bangolaidžio lenkimas. Lyginant tokių pačių parametų struktūrą su tiesiu bangolaidžiu ir struktūrą su lenktu bangolaidžiu esant 300 mA maitinimo srovei akivaizdu, kad tiesiame bangolaidyje vyksta lazerinė generacija (siauras emisijos spektras), o lenktame bangolaidyje – tik spontaninė emisija (22 pav.).

Uždėjus optines dangas ant lenkto rezonatoriaus padidėja galia (18 pav.), ką galima pastebėti ir iš emisijos spektrų intensyvumo skirtumo prieš tai jų nesunormavus (22 pav.). Stiprinimo lustų su optinėmis dangomis taip pat sumažėja ir spektrinė moduliacija. Šiuo atveju moduliacija uždėjus optines dangas pakito nuo 5 % iki 4 %.



22 pav. 2300 nm stiprinimo lusto su 0,5 mm ilgio rezonatoriumi emisijos spektrai esant 300 mA maitinimo srovės prieš optinių dangų uždėjimą ir po optinių dangų uždėjimo. Intarpas vaizduoja tiesaus bangolaidžio veiką esant tai pačiai maitinimo srovei

5.3. Atspindžio koeficiento apskaičiavimas

Atlikus eksperimentinius stiprinimo lustų matavimus buvo apskaičiuoti priekinio paviršiaus su atspindį mažinančiomis optinėmis dangomis atspindžio koeficientai. Atspindžių skaičiavimui naudojami spektrinės moduliacijos gyliai iš stiprinimo lustų emisijos spektrų. Stiprinimo lusto spektras susideda iš stiprinimo terpės emisijos spektro, moduluoto Fabri ir Pero rezonatoriaus (21 pav. intarpas). Dėl Fabri ir Pero rezonatoriaus moduliacijos atsiranda minimumai ir maksimumai, kai fazės poslinkis modai prasklidus dvigubą rezonatoriaus ilgį yra sveikasis skaičius padaugintas iš 2π ir π atitinkamai. Norint iš spektro apskaičiuoti spektrinę moduliaciją m pasinaudojama formule:

$$m = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}}, \quad (27)$$

čia P_{max} ir P_{min} atitinkamai didžiausia ir mažiausia intensyvumo vertė ties stiprinimo lusto spektro viršūne. Skaičiuojant m vertę yra imamas nedidelis verčių intervalas ties spektro viršūne ir vertės yra vidurkinamos. Spektrinė moduliacija yra susijusi su stiprinimo koeficientu a pagal formulę:

$$m = \frac{2 | a |}{1 + | a |^2}. \quad (28)$$

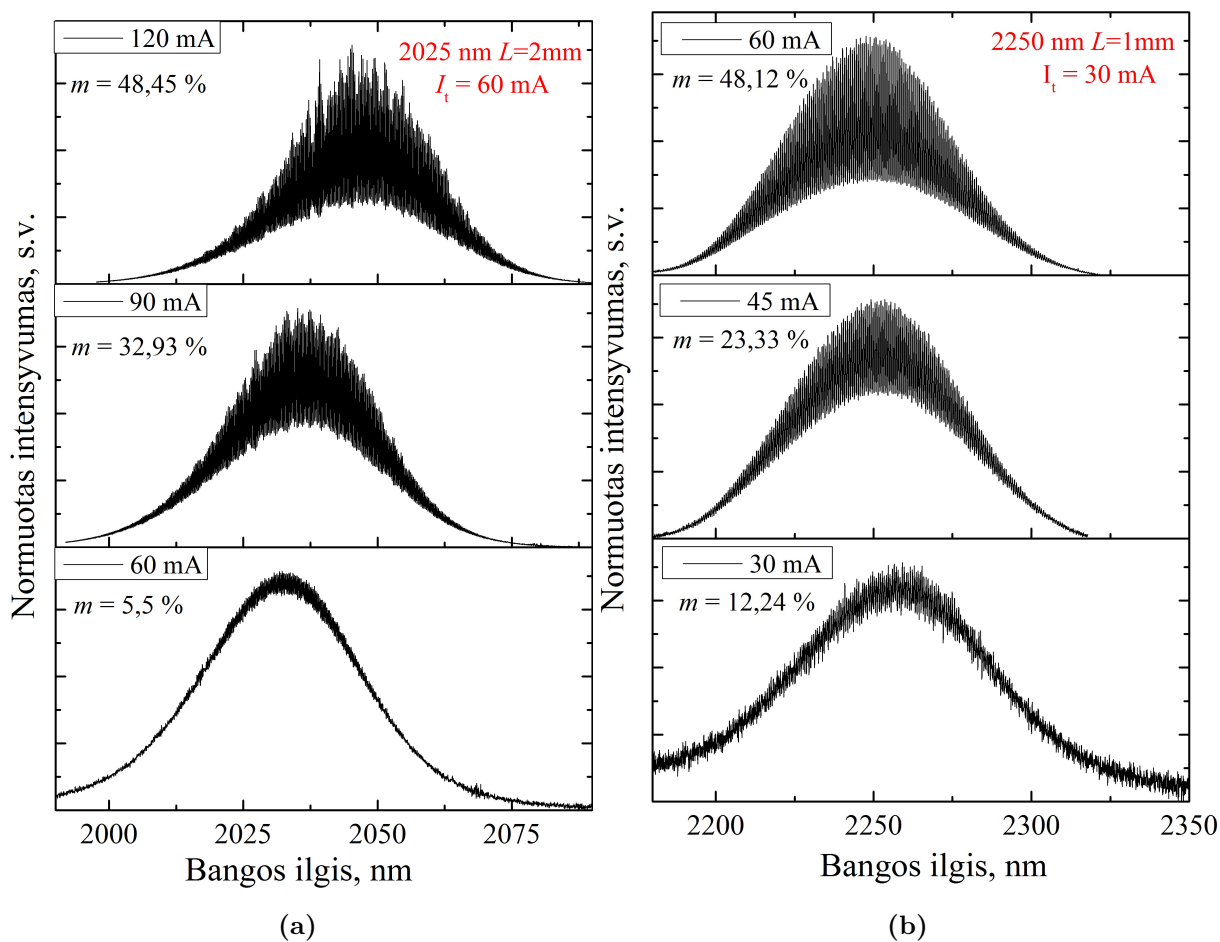
Jeigu yra idealus lazeris tuomet jo moduliacija $m = 1$, o idealaus stiprinimo lusto atveju $m = 0$. Išmatavus stiprinimo lustų spektrus galima įsivertinti moduliaciją pagal (27) formulę ir apskaičiuoti stiprinimo koeficientą a ((28) formulė). Turint a vertes priekinio paviršiaus veidrodžio atspindžio koeficientą R_1 galima rasti pasinaudojus sąryšiu:

$$\ln |a| = \gamma L \frac{I}{I_t} - \left(\gamma L - \ln \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{R_3} \right), \quad (29)$$

čia I – maitinimo srovė, I_t – slenkstinė srovė, γ – stiprinimo koeficientas esant slenkstinei srovei $I = I_t$, L – bangolaidžio ilgis, R_2 – galinio paviršiaus atspindžio koeficientas ($\sim 96\%$), R_3 – bendras atspindžio koeficientas struktūrai esant be optinių dangų ($\sim 0,33$). I_t slenkstinė srovė randama išmatavus identišką struktūrą be optinių dangų su nelenktu bangolaidžiu, kuri generuoja lazerinę spinduliuotę. Nusibraizius $|a|$ priklausomybę nuo srovės ir slenkstinės srovės santykio $\frac{I}{I_t}$ randama $|a|$ vertė taške $\frac{I}{I_t} = 0$, iš kurios randama $R_1 R_2$ sandauga [25].

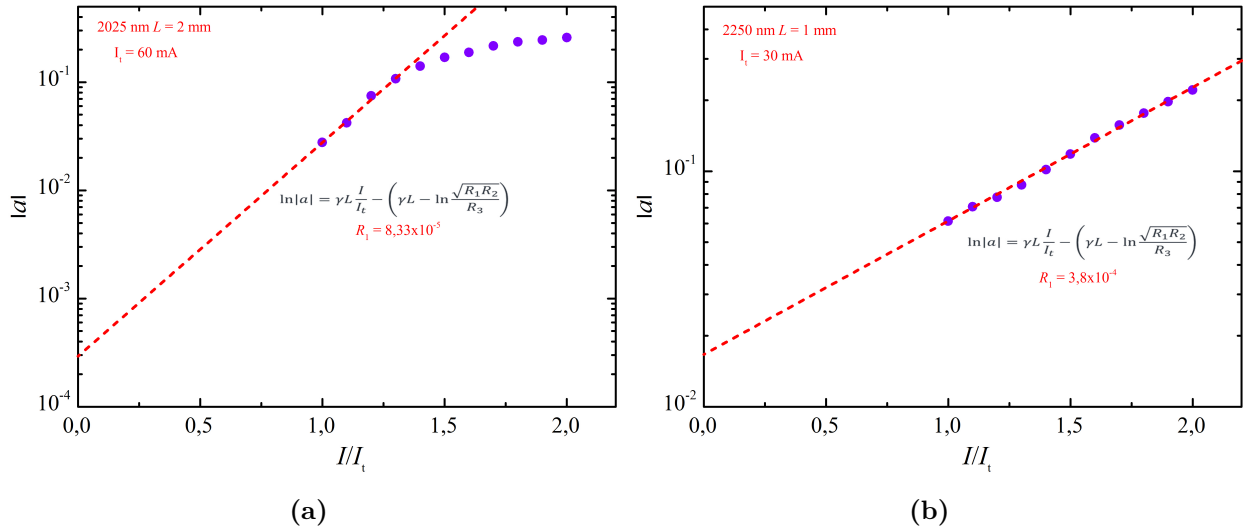
Pirmiausia buvo išmatuotos analogiškų struktūrų su nelenktais bangolaidžiais optinės galios priklausomybės nuo maitinimo srovės. Tokiu būdu išmatuojamos slenkstinės srovės I_t . 2250 nm, 2300 nm ir 2380 nm stiprinimo lustų $I_t = 30$ mA, 2025 nm stiprinimo lustų $I_t = 60$ mA. Slenkstinės vertės atitinkamai koreliuoja su rezonatoriaus ilgiu. Todėl 2025 nm stiprinimo lustų su 2 mm ilgio rezonatoriumi turi didžiausią slenkstinės srovės vertę. Tuomet buvo matuojami po 10 visų bangos ilgių stiprinimo lustų emisijos spektrų srovių intervale nuo I_t iki $2I_t$, tam kad būtų nustatytos m (kartu ir $|a|$) vertės kaip funkcija nuo $\frac{I}{I_t}$ (23 pav.). Dažniausiai tiesiškumas $|a|$ nuo $\frac{I}{I_t}$ priklausomybėje išlaikomas iki $\frac{I}{I_t} \leq 2$, todėl tik iki šios vertės ir atliekami matavimai. Kai eksperimentiniai matavimai nebe atitinka (29) formulės aproksimacijos ir užlinksta, tai vadinasi vyksta stiprinimo sotis. Jeigu nebūtų tiesinio stiprinimo koeficiento soties, tada įmanomas lazerinės spinduliuotės generavimas atitikus sąlygą $a \approx 1$.

Turint a vertes nubraizoma logaritminė $|a|$ priklausomybė nuo $\frac{I}{I_t}$ (24 pav.). Priklausomybės tiesinė dalis gali būti aproksimuojama (29) formule. Iš aproksimacijos randamas tiesės polinkis, kuris atitinka $\frac{d(\ln |a|)}{d\frac{I}{I_t}} = \gamma L$, ir ordinačių ašies kirtimo tašką $\ln |a| (I = 0)$. Pasinaudojus šiuo tašku ir žinoma galinio veidrodžio atspindžio koeficiento verte $R_2 = 0,96$, išskaičiuojamas išėjimo veidrodžio atspindžio koeficientas R_1 . Apskaičiuoti išėjimo veidrodžio atspindžio koeficientai 2025 nm stiprinimo lustams intervale nuo 2×10^{-5} iki 8×10^{-5} , o 2250 nm ir 2380 nm stiprinimo lustų verčių diapazonas apima nuo 1×10^{-4} iki 5×10^{-4} .



23 pav. (a) 2025 nm ir (b) 2250 nm stiprinimo lustų emisijos spektrai trimis srovės vertėms: slenkstinės vertės I_t , $1,5I_t$ ir $2I_t$. Maitinimo srovei augant didėja spektrinė moduliacija m

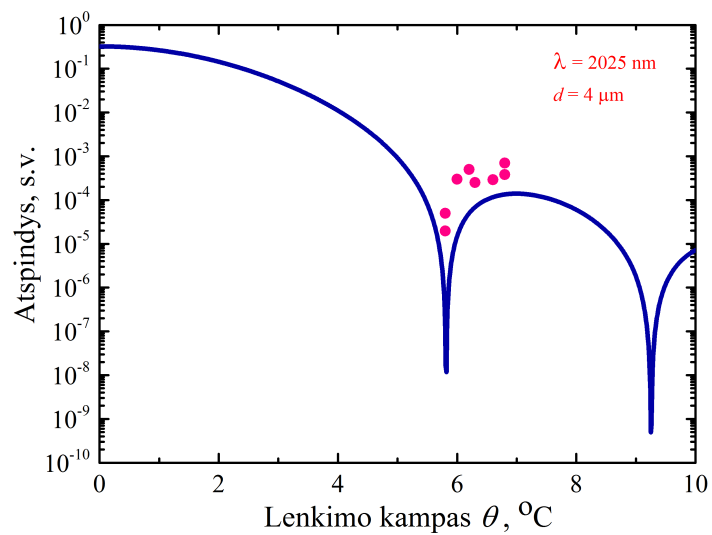
Atskirai mažai moduliacijai sukurti 2300 nm stiprinimo lustai su mažesniu stiprinimo terpės tūriu turi išėjimo veidrodį su atspindžio koeficientu R_1 , kurio vertės svyruoja apie 1×10^{-5} . Kuo mažesnis atspindys nuo priekinio paviršiaus, tuo spektrinė moduliacija yra mažesnė ir įrenginys labiau artėja prie idealaus stiprinimo lusto veikimo. Apskaičiuotiems atspindžio koeficientams pateikti atitinkamų verčių intervalai, nes skaičiavimai buvo atlikti keletui vienodų parametų stiprinimo lustams. Verčių svyravimai gali atsirasti dėl optinių dangų nehomogeniškumo bei keteros šoninių sienelių netolygumo, kuris gali atsirasti apdirbimo proceso metu. Pažymėjus apskaičiuotų atspindžio koeficientų verčių intervalus modeliuotuose atspindžio nuo lenkimo kampo θ priklausomybėse turint $4\ \mu\text{m}$ bangolaidžio plotį, stebimos artimos vertės modeliuotosioms. Stebimi maži neatitikimai galimi dėl apdirbimo metu galinčių atsirasti paklaidų bangolaidžio pločio ar lenkimo kampo formavimo metu.



24 pav. Iš (a) 2025 nm ir (b) 2250 nm stiprinimo lustų stiprinimo koeficiento a priklausomybės nuo normuotos srovės slenkstinei srovei $\frac{I}{I_t}$ tiesinės dalies aproksimacijos randamas išėjimo veidrodžio atspindžio koeficientas R_1

2025 nm stiprinimo lustų atveju stiprinimo koeficiento kreivėje matoma sotis, kuri užtikrina, kad net ir dar labiau didinant maitinimo srovę lazerinės spinduliuotės generacija neprasisdės (24 pav. a)). 2250 nm stiprinimo lusto stiprinimo koeficiento kreivė neužlinksta ties dviguba slenkstinės srovės verte, vadinasi sotis bus pasiekta esant aukštesnėms srovės vertėms. Dar labiau nuslopinti lazerinę generaciją įmanoma galinio paviršiaus nepadengus didelio atspindžio koeficiento optine danga, tačiau tuomet prarastume dalį stiprinimo lusto išėjimo optinės galios.

Eksperimentiškai buvo patikrinti ne tik stiprinimo lustai, kurių bangolaidžių lenkimo kampas atitinka pirmąjį atspindžio minimumą pagal moduliavimo kreives (15 pav.), bet ir didesni lenkimo kampai. Tarp sumodeliuotų ir apskaičiuotų atspindžio verčių matėsi koreliacija (25 pav.). Mažiausias išmatuotas atspindys buvo ties bangolaidžio lenkimo kampu, kuris atitinka sumodeliuoto atspindžio minimumo lenkimo kampą.



25 pav. 2025 nm bangos ilgio stiprinimo lustų sumodeliuotų (mėlyna kreivė) ir eksperimentiškai išmatuotų (rožiniai taškai) atspindžių nuo priekinio paviršiaus priklausomybės nuo bangolaidžio lenkimo kampo θ

6. Išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio veikos tyrimas

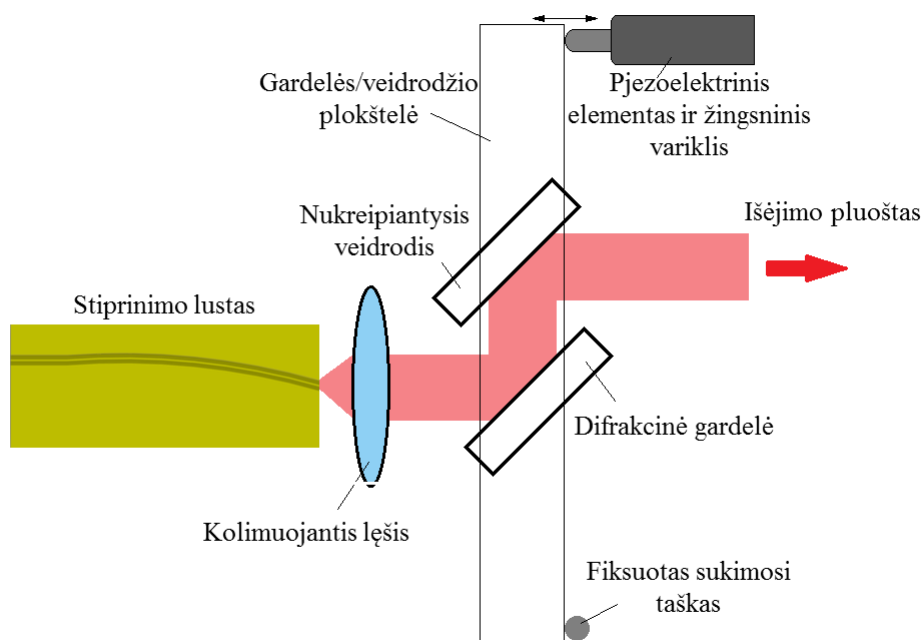
Šioje darbo dalyje pateikiama ir analizuojama trijų bangos ilgių 2 – 2,5 μm išorinio rezonatoriaus diodinių lazerių su optimizuotais didelės optinės galios stiprinimo lustais veika. Matavimams naudoti prietaisai: ECDL sistema – stiprinimo lustų integravimui, nuolatinės veikos srovės šaltinis „ILX Lightwave LDX-3232” – stiprinimo lustų kaupinimui, „Ophir 3A” galios matuoklis – optinės galios nustatymui, „Thermo Fisher Scientific Nicolet 8700” FTIR spektrometras – emisijos spektrų tyrimams bei „Labview 2014” programinė įranga – matavimų automatizavimui. Išmatuotos optinės galios išiegos, emisijos spektrai bei nustatytas bangos ilgio derinimo diapazonas. Lyginant šių stiprinimo lustų veiką reikia atsižvelgti ir į tai, kad jie yra skirtingų rezonatorių ilgių (1 mm – 2 mm).

6.1. Išorinio rezonatoriaus sistema

Išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio (ECDL) sistemos tikslas – suformuoti siauros spektrinės linijos plačiai derinamo bangos ilgio optinį šaltinį. Tai yra įgyvendinama sukuriant grįžtamąjį optinį ryšį į stiprinimo lustą panaudojant atitinkamus optinius elementus. Dažniausiai naudojamas grįžtamojo ryšio elementas – difrakcinė gardelė, kuri taip pat leidžia atrinkti vieną modą iš plataus stiprinimo lusto spektro. Derinamo bangos ilgio ECDL geometrijai realizuoti dažniausiai naudojama Littrow konfigūracija. Ši geometrija patraukli tuo, kad ją sudaro tik vienos pusės išorinis rezonatorius, paprastas elementų derinimas ir praktikoje patikrintas puikus sistemos veikimas. Pagrindinis Littrow trūkumas tai, kad derinant bangos ilgį difrakcine gardele kinta spindulio išėjimo kryptis. Tačiau ši problema išsprendžiama panaudojant difrakcinės gardelės paviršiui statmeną veidrodį, taip sukuriant retroreflektorių, arba lygiagretų veidrodį. Retroreflektorius nukreipia spindulį 180° kampu kritusio į gardelę spindulio atžvilgiu, o lygiagretaus paviršiaus veidrodis – 0° kampu, nepriklausomai nuo pradinio kritimo kampo. Tokiu būdu kartu sukant gardelę ir veidrodį, išėjimo spindulio kampas nesikeičia [26].

Stiprinimo lustų charakterizavimui buvo naudojama eksperimentinė išorinio rezonatoriaus sistema pagrįsta Littrow konfigūracija (26 pav.). Šios sistemos pagrindas – tiriamasis stiprinimo lustas bei difrakcinė gardelė. Tam, kad pluoštas neišsiplėstų, už stiprinimo lusto statomas asferinis lęšis, kuris sukolimuoja pluoštą. Dalis sukolimuoto pluošto atsispindi atgal į stiprinimo lustą ir dalis į nukreipiamąjį veidrodį. Rezonatoriaus ilgis yra reguliuojamas pjezoelektriniu elementu, kuris suka difrakcinę gardelę ir nukreipiamąjį veidrodį apie sukimosi tašką. Tolygiai keičiant difrakcinės gardelės kampą ir rezonatoriaus ilgį yra derinamas spinduliuotės bangos ilgis. Išėjimo pluoštas išeina iš sistemos atsispindėjęs nuo nukreipiamojo veidrodžio. Kadangi nukreipiančiojo veidrodžio paviršius lygiagretus difrakcinės gardelės paviršiui, išėjimo pluošto kampas išlieka pastovus, derinant spinduliuotės bangos ilgį. Stiprinimo lusto temperatūra yra palaikoma naudojant peltje elementą su temperatūros jutikliu. Siekiant stabilaus stiprinimo lusto veikimo būtina stabilizuoti temperatūrą, nes kaistant lustui keičiasi

išėjimo optinė galia ir slenkasi spinduliuotės bangos ilgis.



26 pav. Eksperimentinė Littrow išorinio rezonatoriaus sistemos schema. Optinį grįžtamąjį ryšį užtikrina difrakcinė gardelė. Keičiant difrakcinės gardelės poziciją yra derinamas bangos ilgis

Pirmos eilės difrakcijos atspindys nuo difrakcinės gardelės yra nukreipiamas atgal į stiprinimo terpe, esant gardelės pasukimo kampui θ . O nulinės eilės difrakcijos atspindys yra išėjimo pluoštas. Norint pasiekti nenutrūkstamą lazerio bangos ilgio derinimą išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio sistemoje be modų šuolių reikia rasti optimalų fiksuotą difrakcinės gardelės sukimosi tašką. Kai gardelė yra sukama, optimalus sukimosi taškas užtikrina, kad rezonansinės išilginės modos m bangos ilgis λ_m ir minimalių nuostolių dėl gardelės bangos ilgis λ_r būna spektriškai pastumti tokiu pačiu dydžiu, jog rezonansinė moda būtų išlaikoma mažų nuostolių diapazone. Vadinasi, reikia sukuti ir stumti difrakcinę gardelę. Minimalius nuostolius dėl gardelės patiriančios modos bangos ilgis λ_r aprašomas formule:

$$\lambda_r = 2d\sin\theta, \quad (30)$$

čia d – gardelės periodas. Iš rezonatoriaus sąlygos galimos išilginės modos bangos ilgis $\lambda_m = \frac{2L}{m}$. Tuomet sulyginus šias dvi lygtis $\lambda_m = \lambda_r$, gaunama, kada išilginė moda λ_m patiria mažiausius nuostolius dėl difrakcinės gardelės λ_r :

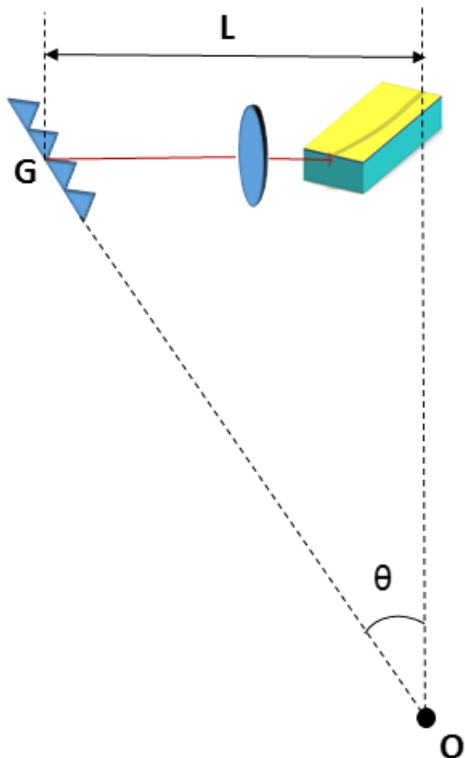
$$\sin\theta = \frac{L}{md}. \quad (31)$$

Laikant, kad difrakcinė gardelė yra sukama apie fiksuotą tašką O , kuris yra atstumu OG nuo difrakcinės gardelės, $\sin\theta = \frac{L}{OG}$ (27 pav.). $\sin\theta$ panaudojus iš (31) lygties, randamas optimalus sukimosi

taško atstumas iki difrakcinės gardelės OG :

$$OG = md. \quad (32)$$

Įtvirtinus sukimosi tašką O atstumu OG realizuojamas platus bangos ilgio derinimas be modų šuolių.



27 pav. Optimalaus taško O radimo schema, leidžianti sukurti platų bangos ilgio derinimo diapazoną be modų šuolių. Schemoje pavaizduotų elementų matmenys neatitinka realių matmenų

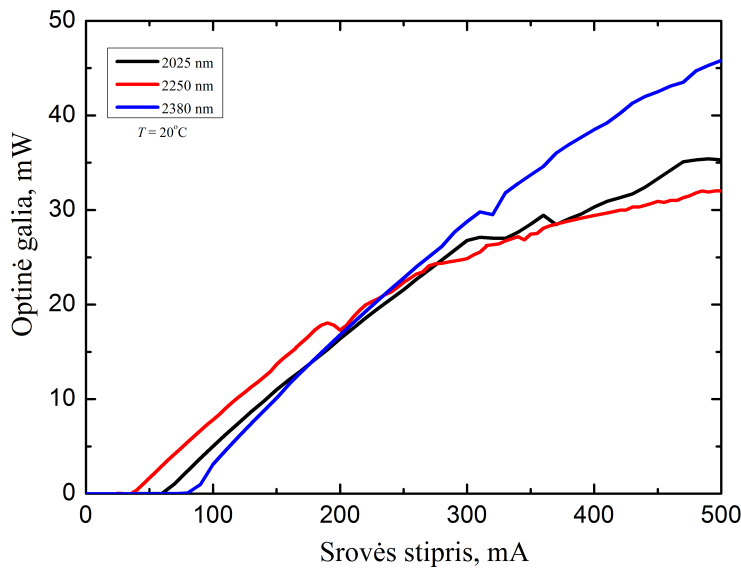
6.2. Optinės galios išeiga

2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm stiprinimo lustai buvo integruoti į Littrow konfigūracijos išorinio rezonatoriaus sistemą (26 pav.) ir ištirta jų veika. Pirmiausiai buvo stebima ECDL sistemos optinė išėjimo galia, palaikant 20 laipsnių temperatūrą. Kadangi integruoti stiprinimo lustai tampa lazeriais, jų veikoje atsiranda generavimo slenkstis. Iš optinės galios priklausomybės nuo maitinimo srovės nustatomi lazerinės generacijos slenksčiai pasinaudojant pirmosios išvestinės metodu. Apskaičiuojama tiesinės galios priklausomybės nuo srovės stiprio dalies pirmos eilės išvestinė $\frac{dP}{dI}$. Srovės stiprio vertė ties 50 % $\frac{dP}{dI}$ maksimalios vertės yra slenkstinis srovės stipris I_{th} . 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm ECDL sistemų generavimo slenksčiai nustatyti atitinkamai 60 mA, 35 mA ir 84 mA.

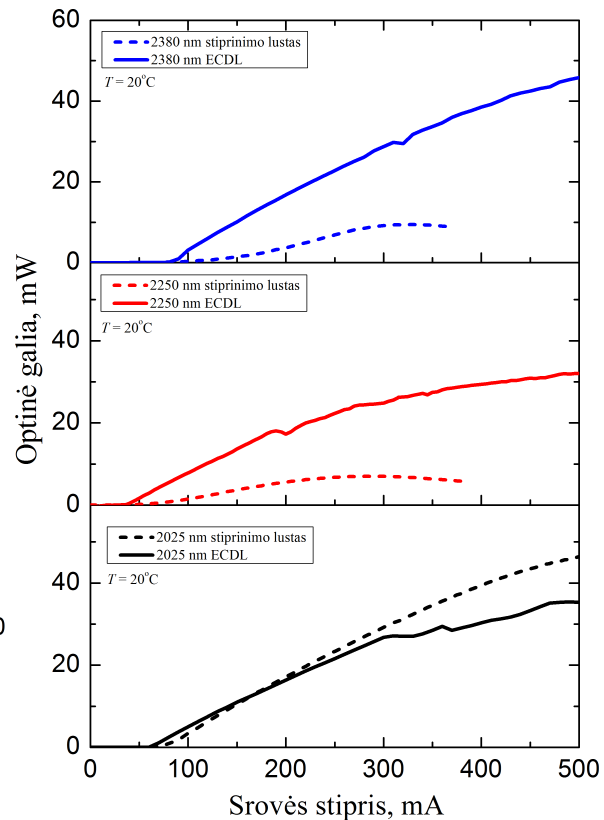
Maksimalios ECDL sistemų optinės išėjimo galios išmatuotos 35,3 mW, 32 mW ir 45,8 mW atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm centrinių bangos ilgių sistemoms (28 pav. (a)). Šių bangos ilgių ECDL optinės išėjimo galių vertės ženkliai didesnės lyginant su publikuotais rezultatais [5]. 2250 nm ir 2380 nm ECDL optinės galios išeiga net kelis kartus padidėja lyginant su pavienių stiprinimo lustų galiomis (28 (b) pav.).

Ilgesnių bangos ilgių ECDL optinėms išėjimo galioms galioja tokie patys ribojimo veiksniai kaip ir stiprinimo lustams (5.1. skyrius). Tačiau prasidėjus lazerinei generacijai Ožė rekombinacijos spartos didėjimas yra sustabdomas, nes krūvininkų tankis nusistovi ir dominuoja spindulinė rekombinacija. Papildomai injektuojami krūvininkai daugiausiai prisideda prie lazerinės spinduliuotės galios, todėl ECDL sistemos optinė išėjimo galia viršija pavienio stiprinimo lusto galią [27]. 2025 nm ECDL sistemos veikoje stebimas optinės galios sumažėjimas yra nulemtas neoptimalaus difrakcinės gardelės sukuriamo grįžtamojo ryšio. Naudojama difrakcinė gardelė yra optimali 2,3 – 2,5 μm spektriniam ruožui.

Iš ECDL sistemų optinės galios priklausomybių nuo maitinimo srovės matyti, kad jos yra tiesinės tik iki tam tikros srovės stiprio vertės (28 pav. (a)). Toliau seka galios sumažėjimas bei netolygūs galios augimai. Tokie netolygumai indikuoja, kad nuo šios srovės lazerio veikimas yra nestabilus. Pasikeitus galios priklausomybės polinkiui prasideda modų šuoliai arba daugiamodė lazerio veika, kuri yra nepageidaujama ECDL sistemos taikymams. Todėl tolimesni tyrimai atliekami tik tiesinėje galios priklausomybės dalyje. Tai yra 2025 nm ir 2380 nm ECDL iki 300 mA, o 2250 nm ECDL iki 200 mA.



(a)



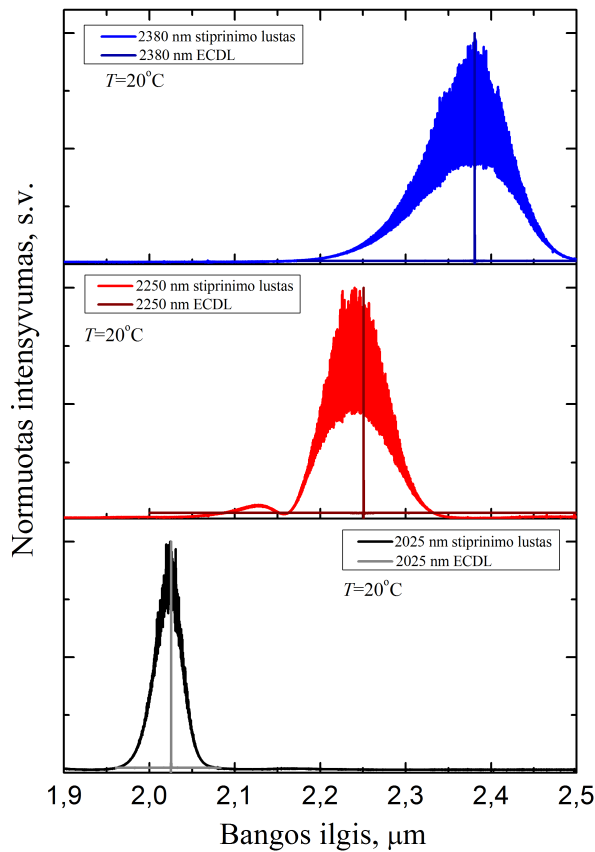
(b)

28 pav. (a) 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm išorinio rezonatoriaus diodinių lazerių (ECDL) sistemų išėjimo optinės galios priklausomybė nuo maitinimo srovės stiprio ties centriniais bangos ilgiais. (b) 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm ECDL sistemų optinių galių palyginimas su jose integruotų pavienių lustų veika

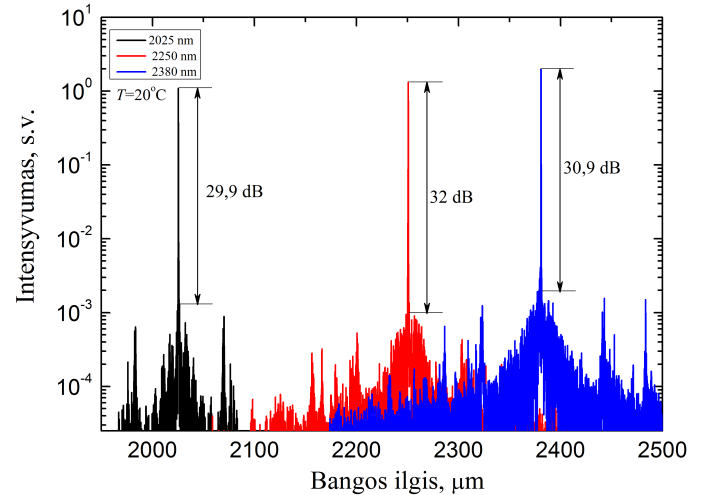
6.3. Lazerinės emisijos spektrai

Antrasis stebėtas ECDL sistemos veikimo parametras buvo lazerinės emisijos spektrai. Iš visų išorinio rezonatoriaus diodinių lazerių emisijos spektrų matyti, kad lazeriai spinduliavo vienmodį spektrą ties centriniu integruotų stiprinimo lustų bangos ilgiu (29 pav. (a)). Spektrinės smailės pločiai mažesni negu 100 pm. Šie emisijos spektrai buvo matuoti prie maksimalios srovės, ties kuria optinės galios priklausomybėje nuo srovės stiprio dar nėra linkių 20°C temperatūroje: 300 mA, 180 mA ir 300 mA atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm ECDL.

Atidėjus ECDL emisijos spektrus logaritminėje skalėje buvo nustatyti šoninių modų slopinimo santykiai (*angl. side-mode-suppression-ratio*, SMSR) 29,9 dB, 32 dB ir 30,9 dB atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm ECDL. Šoninių modų slopinimo santykis yra išilginės centrinės modos ir artimiausios intensyviausios modos amplitudžių skirtumas decibelais. Didesnės SMSR vertės indikuoja geresnį lazerio veikimą, parodo mažesnę tikimybę, kad įvyks modų šuoliai. Esant vertėms apie 30 db didžioji dalis galios yra pagrindinėje modoje [28].



(a)



(b)

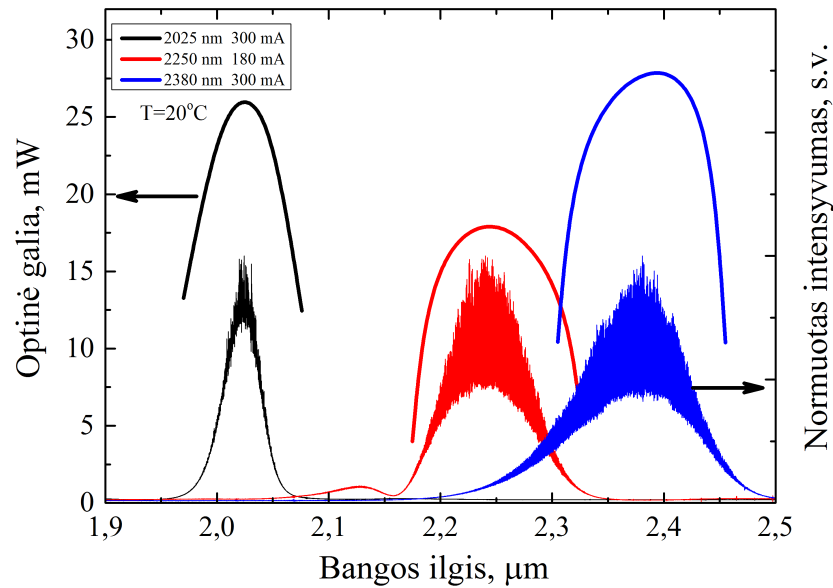
29 pav. (a) 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm išorinio rezonatoriaus diodinių lazerių (ECDL) sistemų emisijos spektrų palyginimas su jose integruotų pavienių lustų veika (b) 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm ECDL sistemų emisijos spektrai ties centriniais bangos ilgiais logaritminėje skalėje

6.4. Bangos ilgio derinimas

Ištisinis bangos ilgio derinimas išorinio rezonatoriaus diodiniame lazeryje galimas keičiant gardelės poziciją stiprinimo lusto atžvilgiu, keičiant maitinimo srovę ir stiprinimo lusto temperatūrą. Platus bangos ilgio derinimas yra pasiekiamas tik derinant mechaniškai. Todėl pirmiausiai buvo atliktas grubus bangos ilgio derinimo diapazono nustatymas sukant difrakcinę gardelę (keičiant gardelės kampą θ) 2025 nm, 2250 nm ir 2300 nm ECDL sistemose.

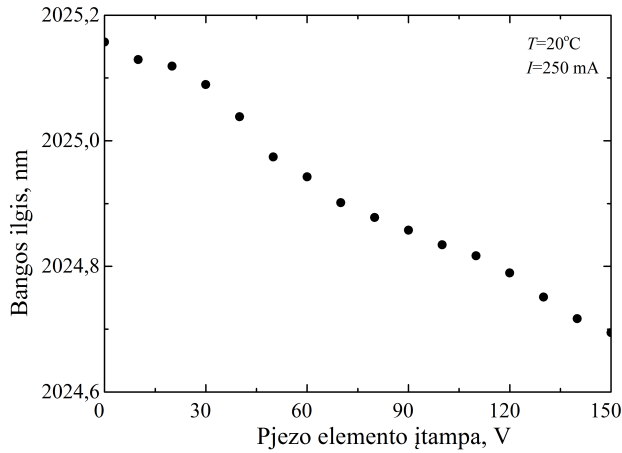
Tiriamųjų ECDL spinduliuotės optinės galios išmatuotos esant maitinimo srovei 300 mA 2025 nm ir 2380 nm ECDL bei 180 mA 2250 nm ECDL (30 pav.). Optinės galios buvo matuojamos keičiant bangos ilgį nuo vieno stiprinimo lusto emisijos spektro krašto iki kito. Maitinimo srovės buvo parinktos tokios, kad dar nebūtų linkio galios nuo maitinimo srovės stiprio priklausomybėje, matuojant ties centriniu stiprinimo lusto bangos ilgiu (28 pav.). Matavimai atlikti palaikant 20°C temperatūrą. Bangos ilgio derinimo ruožai buvo pasiekti 80 nm, 170 nm ir 150 nm atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm ECDL (30 pav.). Bangos ilgio derinimo diapazonas proporcingas stiprinimo lusto emisijos spektro

pločiui ir apibrėžia ECDL veikimo ribas. Optinė galia derinimo ruožuose viršija 5 mW.

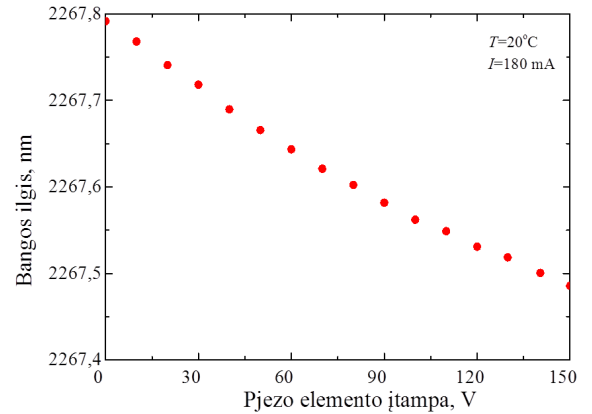


30 pav. Optinės išėjimo galios priklausomybė nuo bangos ilgio per visą bangos ilgio derinimo diapazoną atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm ECDL. Derinimo ruožų plotis proporcingas stiprinimo lustų emisijos spektrams, atvaizduotiems grafiko apatinėje dalyje

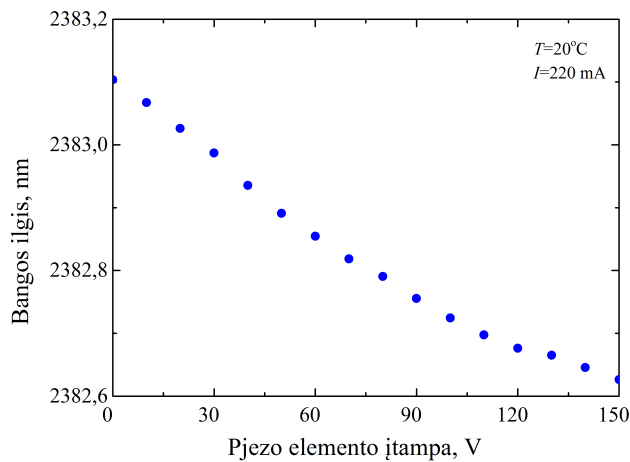
2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm ECDL sistemų bangos ilgio derinimai buvo ištestuoti sukant plokštelę, ant kurios pritvirtinta difrakcinė gardelė ir nukreipiantysis veidrodis, apie įsivaizduojamąjį sukimosi tašką (26 pav.). Sukimosi taškas yra optimizuotas taip, kad būtų pasiektas plačiausiai bangos ilgio derinimo diapazonas be modų šuolių (27 pav.). Tai pasiekama tuo pačiu metu sukant gardelę ir keičiant rezonatoriaus ilgį [26]. Tikslus plokštelės sukimas eksperimento metu buvo užtikrintas panaudojus pjezo elementą. Per pjezo elementą leidžiant įtampą, elementas išsiplečia dėl atvirkštinio pjezoefekto. Plokštelė sukama itin mažais kampais, todėl galimas tikslus derinimas. Pjezoelemento įtampą pakeitus per visą įtampų diapazoną nuo 0 iki 150 V, pasukimo kampas pakinta apie 0,1 mrad, kas leido pakeisti bangos ilgį per 480 pm, 310 pm ir 460 pm atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm ECDL (31 pav.).



(a)



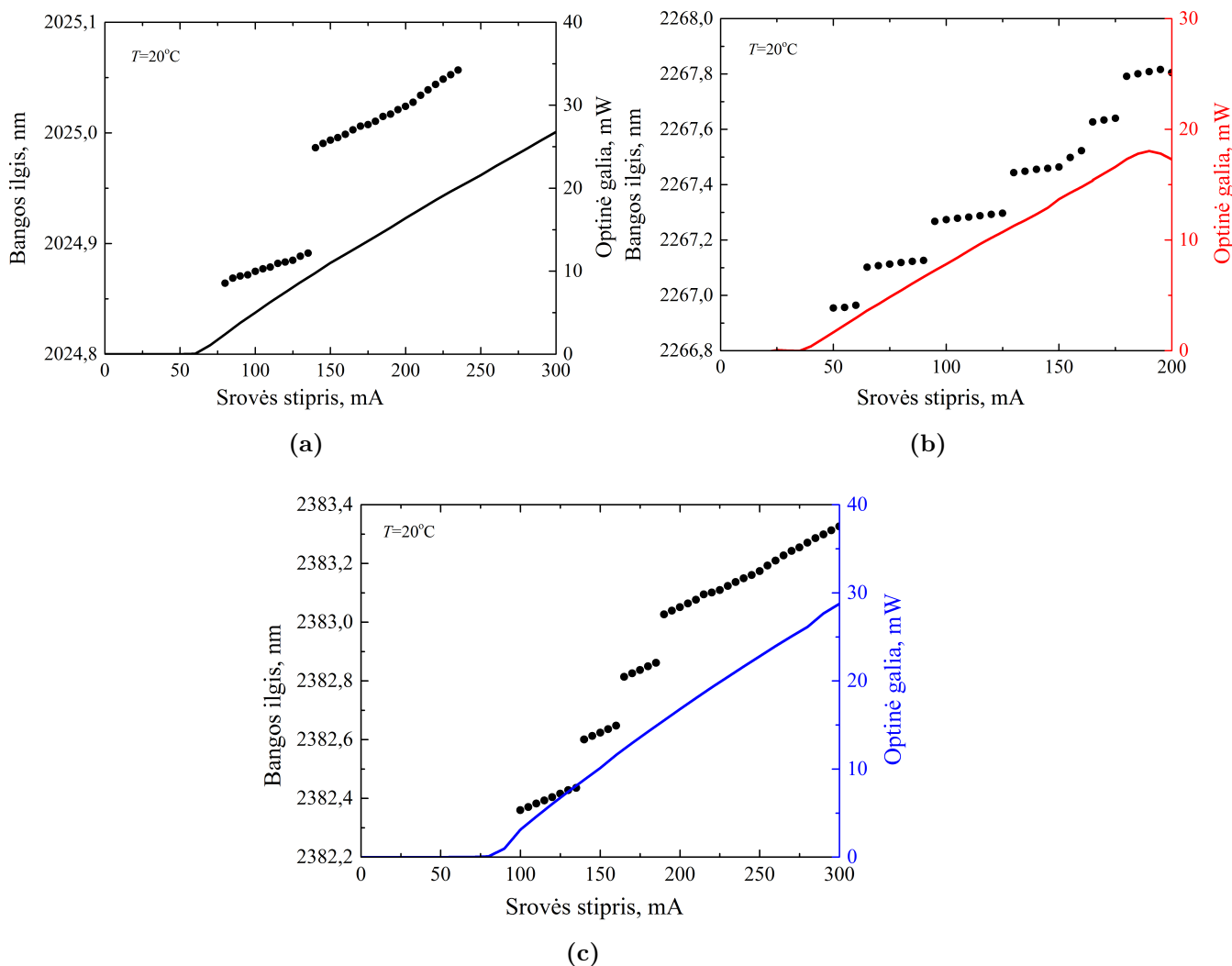
(b)



(c)

31 pav. (a), (b), (c) atitinkamai 2025 nm esant 250 mA maitinimo srovei, 2250 nm esant 180 mA maitinimo srovei ir 2380 nm esant 220 mA maitinimo srovei ECDL bangos ilgio derinimas keičiant pjezo elemento įtampą

Antrasis parametras, kuris leidžia derinti bangos ilgį yra maitinimo srovė. Keičiant maitinimo srovę galimas bangos ilgio derinamas 10 pm tikslumu nedideliuose bangos ilgio ruožuose, nes įvyksta modų šuoliai. Didinant maitinimo srovę stiprinimo lusto emisijos spektras kaip ir visuose lazeriniuose dioduose slenkasi į ilgesniųjų bangų pusę. Veikiant nuolatiniame režime (*angl. continuous wave, CW*) puslaidininkiniai lazeriai kaista. Dėl temperatūros kilimo draustinių energijų tarpas mažėja, kaip matoma iš lygčių (4) ir (5). Todėl CW režime matomas draustinių energijų tarpo mažėjamo nulemtas raudonasis poslinkis. Kuo draustinių energijų tarpas mažesnis, tuo spinduliuotės bangos ilgio kitimas – didesnis. Maitinimo srovę padidinus iki tam tikros vertės, stiprinimo lusto emisijos spektras pasislenka tiek, kad pradeda stiprintis gretima moda ir tuomet stebimas modų šuolis derinimo kreivėse (32 pav.).

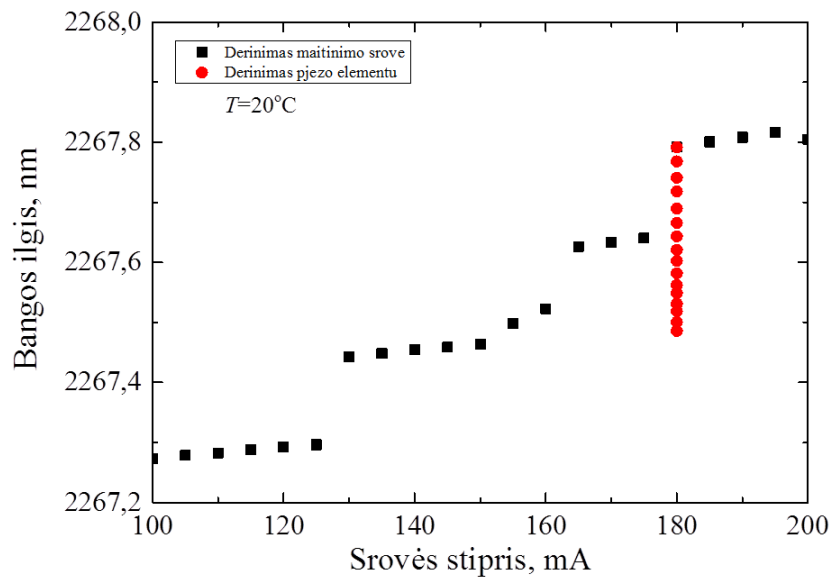


32 pav. (a), (b), (c) atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm išorinio rezonatoriaus diodinių lazerių (ECDL) sistemų bangos ilgio priklausomybė nuo maitinimo srovės. Dešiniuosiose ašyse atidėtos optinės galios

Bangos ilgio derinime nuo srovės matoma, kad modų šuoliai didesni 2250 nm ir 2380 nm ECDL sistemose negu 2025 nm ECDL modos šuolis. Modų šuolis įvyksta pradedant stiprintis gretimai rezonatoriaus modai. Modos viena nuo kitos yra nutolusios tarpmodiniu atstumu, kuris yra nulemtas ECDL sistemos rezonatoriaus ilgio (kurį sudaro stiprinimo lusto rezonatorius, oras ir lęšis) (17) formulė. ECDL rezonatoriaus ilgiai 2025 nm sistemoje buvo 11 mm, o 2250 nm ir 2380 nm – 10 mm. Tai yra 2250 nm ir 2380 nm ECDL sistemų rezonatoriaus ilgis buvo trumpesnis už 2025 nm ECDL sistemos tiek, kiek skyrėsi pačių stiprinimo lustų rezonatoriaus ilgis. Šiame darbe tirtų 2025 nm stiprinimo lustų rezonatoriaus ilgis $l=2$ mm, o 2250 nm ir 2380 nm stiprinimo lustų rezonatorių ilgiai $l=1$ mm. ECDL sistemos rezonatoriaus ilgio skirtumai daugiausiai ir nulėmė mažesnę tarpmodinį atstumą 2025 nm ECDL sistemoje (32 pav.). Tai yra 2250 nm ir 2380 nm ECDL sistemose – apie 145 pm ir apie 165 pm atitinkamai, o 2250 nm ECDL sistemoje – apie 95 pm.

Kadangi modų šuoliai yra nedideli bangos ilgį derinant maitinimo srove (apie 150 nm), o pjezoele-

metu galima derinti atvirkščiai – pakankamai didelį bangos ilgių tarpą (apie 500 pm), vadinasi modų šuolius galima padengti pjezo elemento derinimu (33 pav.). Tokiu būdu galima apimti visus bangos ilgius iš plataus derinimo diapazono ir turėti bangos ilgio derinimą be modų šuolių.



33 pav. Bangos ilgio derinimas diapazono užpildymas kombinuojant maitinimo srovę ir pjezo elemento įtampą 2250 nm ECDL sistemoje

PAGRINDINIAI REZULTATAI

1. Pasirinkus bangolaidžio lenkimo metodą buvo sumodeliuoti keturių skirtingų bangos ilgių 2 – 2,5 μm diapazone stiprinimo lustų geometriniai dizainai.
2. Iš modeliavimo duomenų nustatyti pirmojo minimumo bangolaidžio lenkimo kampai 4 μm pločio bangolaidžiams 5,8°, 6,5°, 5,2° ir 6,6° atitinkamai 2025 nm, 2250 nm, 2300 nm ir 2380 nm bangos ilgiams. Pasinaudojus spektrinėmis moduliacijomis apskaičiuoti priekinio veidrodžio atspindžio koeficientai $2 - 8 \times 10^{-5}$ 2025 nm stiprinimo lustams, $1 - 5 \times 10^{-4}$ 2250 nm ir 2380 nm stiprinimo lustams bei $\sim 1 \times 10^{-5}$ 2300 nm stiprinimo lustams.
3. Optimizavus didelės optinės galios stiprinimo lustus, jie buvo sėkmingai integruoti į išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio sistemą. 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm išorinio rezonatoriaus diodinių lazerių optinės išėjimo galios atitinkamai išmatuotos 35,3 mW, 32 mW ir 45,8 mW. Bangos ilgio derinimo diapazonai išmatuoti 80 nm, 170 nm ir 150 nm atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm.
4. Visų trijų bangos ilgių išorinio rezonatoriaus diodinių lazerių emisijos spektrai parodė vienmodį režimą, o šoninių modų slopinimo santykiai buvo pasiekti nuo 29,9 – 32 dB.
5. Bangos ilgio derinimas be modų šuolių pjezoelementu pasiekė 310 – 480 pm.
6. Visus bangos ilgius iš derinimo diapazono galima apimti kombinuojant derinimą maitinimo srove ir pjezoelementu.

IŠVADOS

GaSb epitaksinių struktūrų geometrijos buvo optimizuotos 2 – 2,5 μm stiprinimo lustams. 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm stiprinimo lustai buvo pritaikyti išorinio rezonatoriaus diodinių lazerių integravimui. Sukant difrakcinę gardelę buvo išgauti platūs bangos ilgio derinimo diapazonai, kuriuose derinimą be modų šuolių užtikrino maitinimo srovės ir pjezoelemento kombinavimas. Pademonstruoti rezultatai puikiai tinka medicininiams šių sistemų taikymams.

Rezultatai publikuojami

I. Šimonytė, L. Andrulionis, J. Aleknavičius, G. Naujokaitė, E. Dvinelis, A. Trinkūnas, M. Greibus, A. Vizbaras, K. Vizbaras, Single-frequency infrared tunable lasers with single-angle-facet gain chips for sensing applications, In *SPIE*, Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XIV, Vol. 10111, pages 101110H-101110H-9 (San Francisco, 2017), <http://dx.doi.org/10.1117/12.2250725>.

Literatūra

- [1] K. H. Hazen, M. A. Arnolda, G. W. Small. Measurement of glucose and other analytes in undiluted human serum with near-infrared transmission spectroscopy. *Analytica Chimica Acta*, **371**:255–267, (1998).
- [2] B. Payli, A. Duresi. A wireless non-invasive real-time monitoring blood lactate test for a moving subject. In *2008 IEEE Fourth International Conference on eScience*, pages 350–351, (2008).
- [3] A. Caduff, M. S. Talary, M. Mueller, F. Dewarrat, J. Klisic, M. Donath, L. Heinemann, W. A. Stahel. Non-invasive glucose monitoring in patients with type 1 diabetes: A multisensor system combining sensors for dielectric and optical characterisation of skin. *Biosensors and Bioelectronics*, **24**:2778 – 2784, (2009).
- [4] A. G. Alphonse. Design of high-power superluminescent diodes with low spectral modulation. In *Symposium on Integrated Optoelectronic Devices*, pages 125–138. (International Society for Optics and Photonics, San Francisco, 2002).
- [5] I. Šimonytė, E. Dvinelis, R. Songaila, A. Trinkūnas, M. Greibus, K. Vizbaras, and A. Vizbaras. High-power cw gasb type-i gain chips as single-frequency sources for widely-tunable spectroscopy in the mid-infrared. In *SPIE OPTO*, pages 97550J–97550J. (International Society for Optics and Photonics, San Francisco, 2016).
- [6] H. S. Djie, C. E. Dimas, D. N. Wang, B. S. Ooi, J. C. M. Hwang, G. T. Dang, W. H. Chang. Ingaas/gaas quantum-dot superluminescent diode for optical sensor and imaging. *IEEE Sensors Journal*, **7**:251–257, (2007).
- [7] S. Sprengel, F. Demmerle, M. C. Amann. Novel inp- and gasb-based light sources for the near to far infrared. *Semiconductor Science and Technology*, **31**:113005, (2016).
- [8] N. Zia, J. Viheriälä, R. Koskinen, M. Koskinen, S. Suomalainen, M. Guina. Fabrication and characterization of broadband superluminescent diodes for 2 μm wavelength. In *SPIE OPTO*, pages 97680Q–97680Q. (International Society for Optics and Photonics, San Francisco, 2016).
- [9] A. L. Coldren, S. W. Corzine, L.M. Mashanovitch. *Diode lasers and photonic integrated circuits*, volume 218. (John Wiley & Sons, New York, 2012).
- [10] K. Liu, M. G. Littman. Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers. *Optics Letters*, **6**(3):117–118, (1981).
- [11] C. J. Hawthorn, K. P. Weber, R. E. Scholten. Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam. *Review of Scientific Instruments*, **72**:4477–4479, (2001).

- [12] S. E. White, M. A. Cataluna. Unlocking spectral versatility from broadly-tunable quantum-dot lasers. *Photonics*, **2**:719–744, (2015).
- [13] B. E. A. Saleh, M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics, 2nd Edition*. (New York: Wiley, New York, 2007).
- [14] S. G. Anjum, M. J. Siddiqui. Multiple quantum well based lasing nanostructures: A review. In *IMPACT-2013*, pages 278–282, (2013).
- [15] S. Pralgauskaitė. *Optoelektronikos įtaisai telekomunikacijų sistemose*. (Vilnius, 2010).
- [16] W. T. Silfvast. *Laser Fundamentals, 2nd Edition*. (Cambridge University Press, Cambridge, 2004).
- [17] R. Diehl. *High-Power Diode Lasers: Fundamentals, Technology, Applications*. (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, 2000).
- [18] E. P. O'Reilly. Valence band engineering in strained-layer structures. *Semiconductor Science and Technology*, **4**:121, (1989).
- [19] J. Buus, M. C. Amann, D. J. Blumenthal. *Tunable Laser Diodes and Related Optical Sources, 2nd Edition*. (John Wiley & Sons, New York, 2005).
- [20] J. J. Huang, H.C. Kuo, S.C. Shen. *Nitride Semiconductor Light-Emitting Diodes (LEDs): Materials, Technologies and Applications*. (Woodhead Publishing, Cambridge, 2014).
- [21] P. W. Epperlein. *Semiconductor Laser Engineering, Reliability and Diagnostics: A Practical Approach to High Power and Single Mode Devices*. (John Wiley & Sons, New York, 2013).
- [22] D. Marcuse. Reflection loss of laser mode from tilted end mirror. *Journal of Lightwave Technology*, **7**:336–339, (1989).
- [23] S. Adachi. Band gaps and refractive indices of AlGaAs, GaInAs, and InP: Key properties for a variety of the optoelectronic device applications. *Journal of applied physics*, **61**:4869–4876, (1987).
- [24] M. J. Adams. *An introduction to optical waveguides*. (New York: Wiley, New York, 1981).
- [25] I. P. Kaminow, G. Eisenstein, L. W. Stulz. Measurement of the modal reflectivity of an antireflection coating on a superluminescent diode. *Journal of quantum electronics*, **19**:493–495, (1983).
- [26] C. Ye, T. K. Wei. *Tunable External Cavity Diode Lasers*. (World Scientific, Singapore, 2004).

- [27] K. Vizbaras, E. Dvinelis, I. Šimonytė, A. Trinkūnas, M. Greibus, R. Songaila, T. Žukauskas, M. Kaušylas, A. Vizbaras. High power continuous-wave gasb-based superluminescent diodes as gain chips for widely tunable laser spectroscopy in the 1.95–2.45 μ m wavelength range. *Applied Physics Letters*, **107**:011103, (2015).
- [28] T. Suhara. *Semiconductor Laser Fundamentals*. (Taylor & Francis, 2004).

Greta Naujokaitė

GaSb STIPRINIMO LUSTŲ VEIKA DERINAMO BANGOS ILGIO IŠORINIO REZONATORIAUS SISTEMOJE

Santrauka

Šių dienų sparčiai besivystančioje medicinoje didžiulis dėmesys yra skiriamas ne invazinių, realiu laiku stebimų, kompaktiškų tyrimų sistemų kūrimui. Tokios sistemos turėtų greitai ir patogiai nustatyti pokyčius žmogaus kūne iš organizmui itin svarbių biomolekulių, tokių kaip laktatai, gliukozė, šlapalas ar albuminas, koncentracijų pokyčių. Šis uždavinys gali būti sprendžiamas panaudojant GaSb stiprinimo lustus integruotus į išorinio rezonatoriaus diodinio lazerio sistemą, kuri yra siauros spektrinės linijos optinis šaltinis derinamas plačiame bangos ilgių diapazone.

Šio tiriamojo darbo metu buvo sukurti GaSb stiprinimo lustų modeliai bangų ruože 2 – 2,5 μm . Sprendžiant optimizavimo uždavinį buvo panaudotas bangolaidžio lenkimo metodas ir užgarintos atspindį mažinančios optinės dangos ant priekinio paviršiaus. Ištirti stiprinimo lustai buvo integruoti į Littrow išorinio rezonatoriaus sistemas, ištirta šių sistemų veika bei išmatuoti bangos ilgio derinimo diapazonai.

Modeliuojant buvo nustatyti optimalūs bangolaidžio lenkimo kampai: 5,8°, 6,5°, 5,2° ir 6,6° atitinkamai 2025 nm, 2250 nm, 2300 nm ir 2380 nm bangos ilgio stiprinimo lustams. Tyrime buvo atlikta šių stiprinimo lustų optinės galios išėigos ir emisijos spektrų analizė. Apskaičiuoti priekinio paviršiaus atspindžio koeficientai $2 - 8 \times 10^{-5}$ 2025 nm stiprinimo lustams, $1 - 5 \times 10^{-4}$ 2250 nm ir 2380 nm stiprinimo lustams bei $\sim 1 \times 10^{-5}$ 2300 nm stiprinimo lustams. Apskaičiuotos vertės koreliuoja su bangolaidžio lenkimo modeliavime gautais rezultatais.

Išorinio rezonatoriaus sistemų su optimizuotais stiprinimo lustais optinės išėjimo galios išmatuotos 35,3 mW, 32 mW ir 45,8 mW atitinkamai 2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm sistemose. Visų trijų bangos ilgių išorinio rezonatoriaus diodinių lazerių emisijos spektrai parodė vienmodį režimą, o šoninių modų slopinimo vertės buvo pasiektos 29,9 – 32 dB.

2025 nm, 2250 nm ir 2380 nm sistemoms atitinkamai išmatuoti platūs bangos ilgio derinimo diapazonai sukant difrakcinę gardelę: 80 nm, 170 nm ir 150 nm. Visus bangos ilgius iš derinimo diapazono galima apimti kombinuojant derinimą maitinimo srove ir pjezoelementu. Pademonstruoti rezultatai puikiai tinka medicininiams šių sistemų pritaikymams.

Greta Naujokaitė

OPTIMISATION OF GaSb GAIN CHIPS IN TUNABLE EXTERNAL CAVITY LASERS

Summary

Optical sensing is a very useful instrument for medical diagnosis [2,3]. It is important that sensing systems would be non-invasive, real-time measuring and compact to make a process faster and more comfortable. This kind of systems need to measure the change of concentration of important biomolecules like lactate, glucose, albumin, urea or others in the human body. This goal could be achieved by GaSb based gain chips integrated in external cavity system, which is widely tunable single frequency infrared optical source.

GaSb based gain chips were modeled for 2 – 2,5 μm range of wavelengths. Waveguide bending method and optical coatings were applied for device performance optimisation. Optimised gain chips were integrated in Littrow configuration based external cavity system. External cavity diode lasers performances were characterised and the widest tuning ranges were found.

Epitaxial device structures were grown by molecular beam epitaxy method for 4 different wavelengths. Optimum bending angles of 5,8°, 6,5°, 5,2° and 6,6° were found for 2025 nm, 2250 nm, 2300 nm and 2380 nm devices, respectively. At this work output power and emission spectra were investigated. For estimation of gain chips output facet reflectivities spectral modulation values were obtained. Reflectivities of coated gain chips were calculated: $2 - 8 \times 10^{-5}$ for 2025 nm, $1 - 5 \times 10^{-4}$ for 2250 nm and 2380 nm, $\sim 1 \times 10^{-5}$ for 2300 nm devices. Calculated and designed values had a good correlation.

Optimised gain chips in external cavity system achieved 35,3 mW, 32 mW and 45,8 mW optical powers for 2025 nm, 2250 nm and 2380 nm, respectively. External cavity diode lasers exhibited single mode laser emission with side-mode-suppression-ratio of 29,9 – 32 dB.

Tuning ranges of 80 nm, 170 nm and 150 nm were achieved by employing automated grating rotation for 2025 nm, 2250 nm and 2380 nm, respectively. Experimentally all wavelengths from tuning range were covered by combining current and piezo tunings mode-hop free.