

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.647>

<https://orcid.org/0009-0001-0048-2658>

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Karolis Stašys

Inovatyvių vidurinėsios infraraudonosios spinduliuotės šaltinių kūrimo strategijos naudojant molekulinių pluoštelių epitaksiją

DAKTARO DISERTACIJA

Technologijos mokslai
Medžiagų inžinerija, T 008

VILNIUS 2024

Disertacija rengta 2019–2024 metais VMTI Fizinių ir technologijos mokslų centre.

Mokslinis vadovas – dr. Jan Devenson (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologiniai mokslai, medžiagų inžinerija, T 008).

Gynimo taryba:

Pirmininkas – prof. dr. Gediminas Račiukaitis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologiniai mokslai, medžiagų inžinerija, T 008).

Nariai:

dr. Lina Grinevičiūtė (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologiniai mokslai, medžiagų inžinerija, T 008),

dr. Arūnas Kadys (Vilniaus Universitetas, technologiniai mokslai, medžiagų inžinerija, T 008),

dr. Marius Franckevičius (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologiniai mokslai, medžiagų inžinerija, T 008),

prof. dr. Jolanta Rousseau (University of Artois, technologiniai mokslai, medžiagų inžinerija, T008).

Disertacija ginama viešame Gynimo tarybos posėdyje 2024 m. rugsėjo mėn. 13 d. 14:00 val. Fizinių ir technologijos mokslų centro A101 auditorijoje. Adresas: Saulėtekio al. 3, Vilnius, Lietuva, tel. +370 264 9211 ; el. paštas office@ftmc.lt

Disertaciją galima peržiūrėti Fizinių ir technologijos mokslų centro, Vilniaus Universiteto bibliotekose ir VU interneto svetainėje adresu:

<https://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius>

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.647>

<https://orcid.org/0009-0001-0048-2658>

VILNIUS UNIVERSITY

CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

Karolis Stašys

Strategies For Developing Innovative Mid-infrared Light Sources Using Molecular Beam Epitaxy

DOCTORAL DISSERTATION

Technology Sciences

Material engineering, T 008

VILNIUS 2024

The dissertation was prepared between 2019 and 2024 at Center for Physical Sciences and Technology.

Academic supervisor –

Dr. Jan Devenson (Center for Physical Sciences and Technology, Technological Sciences, Material Engineering, T 008).

This doctoral dissertation will be defended in a public/closed meeting of the Dissertation Defence Panel:

Chairman – Prof. Dr. Gediminas Račiukaitis (Center for Physical Sciences and Technology, Technological Sciences, Material Engineering, T 008).

Members:

Dr. Lina Grinevičiūtė (Center for Physical Sciences and Technology, Technological Sciences, Material Engineering, T 008),

Dr. Arūnas Kadys (Vilnius University, Technological Sciences, Material Engineering, T 008),

Dr. Marius Franckevičius (Center for Physical Sciences and Technology, Technological Sciences, Material Engineering, T 008),

Prof. Dr. Jolanta Rousseau (University of Artois, Technological Sciences, Material Engineering, T 008).

The dissertation shall be defended at a public meeting of the Dissertation Defence Panel at 14:00 on 13 September 2024 in meeting room A101 of the Center for physical sciences and technology.

Address: Sauletekio av. 3, Vilnius, Lithuania

Tel. +370 264 9211; e-mail: office@ftmc.lt

The text of this dissertation can be accessed at the libraries of Center for Physical Sciences and Technology, as well as on the website of Vilnius University:

www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius

SANTRUMPOS IR TERMINAI

QCL – (*quantum cascade laser*) kvantinis kaskadinis lazeris;

Mid-IR – (*middle infrared range*) vidurinioji infraraudonoji spektro sritis;

WPE – (*wall plug efficiency*) lazerinių diodų visuminis elektrinis našumas;

m_e^* - elektrono efektinė masė;

MBE – (*molecular beam epitaxy*) molekulių pluoštelių epitaksija;

ENZ – (*epsilon-near-zero*) dielektrinės skvarbos, artimos nuliui, dariniai;

QW – (*quantum well*) kvantinė duobė;

MWQ - (*multiple quantum wells*) kartotinės kvantinės duobės;

TE – (*thermal emitters*) šiluminiai spinduoliai;

PV – (*photovoltaics*) fotovoltiniai elementai;

TPV – (*thermophotovoltaics*) termofotovoltiniai elementai/elektrovara;

UHV – (*ultra high vacuum*) ypač aukštas, 10^{-8} - 10^{-11} Torr. eilės vakuumas;

RHEED – (*Reflection High Energy Electron Diffraction*) aukštos elektronų energijos atspindžio ir difrakcija;

PL – (*photoluminescence*) fotoluminescencija;

SEM – (*scanning electron microscopy*) skenuojanti elektronų mikroskopija;

AFM – (*atom force microscopy*) atominių jėgų mikroskopija;

TEM – (*transmission electron microscopy*) pralaidumo elektronų mikroskopija;

BEP – (*beam equivalent pressure*) molekulinio pluoštelio srauto slėgis;

ML/s – (*monolayer per second*) augimo greitis, matuojamas monosluoksniais per sekundę;

Mils – (*one-thousandth of an inch*) matavimo vienetas, lygus $\sim 0,0254$ mm, kuriuo matuojama kiek atverta vožtuvo apertūra;

SNR – (*signal to noise ratio*) signalo ir triukšmo santykis;

TVP – (*Thermophotovoltaics*) šiluminiai termofotovoltiniai elementai;

TES – (*terahertz excitation spectroscopy*) terahercinio žadinimo spektrometrija;

Tarppajuostiniai šuoliai – (*intersubband*) tai elektronų arba skylių šuoliai vykstantys valentinės ar laidumo juostų pajuostėse;

Fotoninis kristalas – tai yra kristalinis darinys, kurio dielektrinė funkcija yra periodinė vienoje, dviejose arba trijose erdvinėse dimensijose (1D, 2D, 3D).

TURINYS

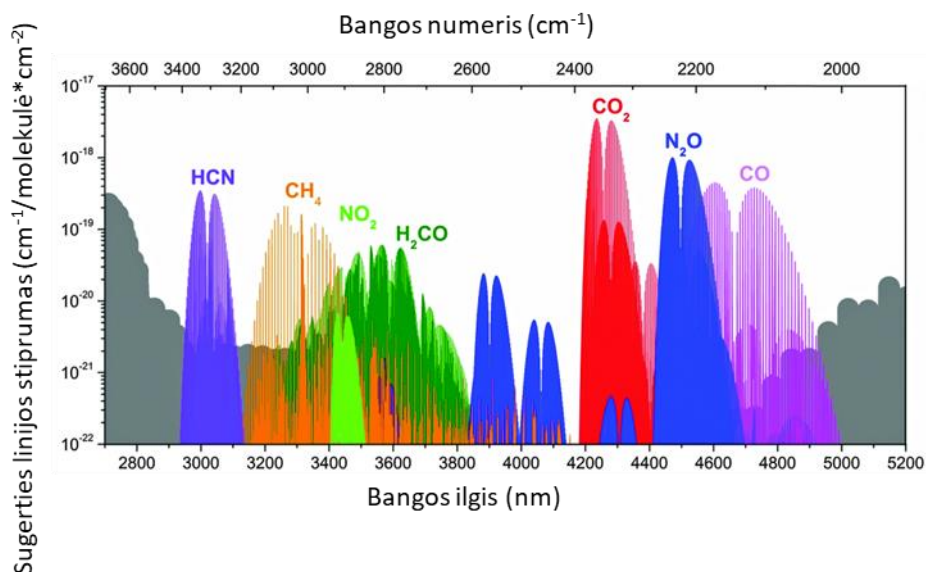
ĮVADAS.....	9
Darbo tikslas.....	13
Darbo uždaviniai	13
Mokslinis naujumas.....	14
Ginamieji teiginiai.....	15
Praktinė vertė.....	15
1. Literatūros apžvalga	17
1.1. Kvantinių kaskadinių lazerių veikimo principai - pirmieji prototipai	17
1.2. QCL prietaisų veikimo principai.....	19
1.3. QCL balansinės lygtys ir užpildos apgrąža.....	21
1.4. Krūvininkų injekcija	25
1.5. QCL aktyviosios srities struktūros parinkimas	28
1.6. Medžiagų sistemos naudojamos gaminant QCL	30
2. Šiluminiai spinduoliai.....	34
2.1. Šiluminių spinduolių taikymas.....	34
2.2. Šiluminių spinduolių teorinis pagrindas.....	36
2.3. Drūdės modelis ir plazmos rezonansas	40
2.4. Epsilon-near-zero moda	44
2.5. Berreman reiškinyss	47
2.6. Šiluminių spinduolių formavimo metodai	48
3. Technologija ir eksperimento metodika	54
3.1. Įvadas į molekulinę pluoštelių epitaksiją.....	54
3.2. FTMC naudojama MBE sistema.....	59
3.2.1. III grupės elementų garinimo celės	60
3.2.2. V grupės elementų garinimo celės	61
3.2.3. Legiravimo celės.....	61
3.2.4. Padėklo temperatūros stebėjimas	62
3.2.5. Didelės energijos elektronų atspindžio difrakcija RHEED.....	63

3.3. Bismidų savybės ir technologija	67
3.4. InAs/AlSb ir bismidinių heterostruktūrų molekulinį pluoštelių epitaksija.....	70
3.4.1. Padėklų paruošimo ir įvedimo į MBE mašiną procedūra	70
3.4.2. Auginimo sąlygų nustatymas	72
3.4.3. Oksido pašalinimas	73
3.4.4. Augimo greičio matavimas ir augimo režimų stebėjimas	74
3.4.5. III-V grupės elementų srautų kalibravimo rezultatai	78
3.4.6. InAs ir GaSb buferio auginimas.....	84
3.4.7. InAs/AlSb struktūrų auginimas.....	84
3.4.8. InAsBi struktūrų auginimas	85
3.5. Aukštos rezoliucijos rentgeno spindulių difrakcijos analizė.....	87
3.6. InAs/AlSb QCL prietaisų ir šiluminių spinduolių gamyba.....	90
3.6.1. Fotolitografijos procesas	91
3.6.2. Optinė paviršiaus analizė	96
3.7. QCL prietaisų korpusavimas.....	103
3.8. Šiluminių spinduolių prietaisų formavimas	109
4. Suformuotų QCL ir šiluminių spinduolių prietaisų savybių tyrimas..	111
4.1. Optoelektroninių savybių charakterizavimo metodai	111
4.2. InAsBi darinių rezultatai.....	114
4.3. Bi kaip surfaktanto panaudojimas	120
4.4. InAs/AlAsSb medžiagų sistema.....	122
4.5. QCL prietaisų rezultatai	138
4.6. Šiluminių spinduolių prietaisų rezultatai	149
Pagrindiniai rezultatai ir IŠVADOS	161
LITERATŪROS SĄRAŠAS.....	162
SANTRAUKA/SUMMARY.....	174
PADĖKA.....	184
PUBLIKACIJŲ SĄRAŠAS	185

IVADAS

Žmogaus akiai nematoma infraraudonoji spinduliuotė dėl savo išskirtinių savybių išlieka viena patraukliausių elektromagnetinės spinduliuotės rūšių. Ypatingas dėmesys skiriamas viduriniajai šios spinduliuotės spektro sričiai (nuo 3 μm iki 20 μm). Šioje srityje galima išskirti du šios spinduliuotės svarbius fenomenus: 1) daugelis organinių molekulių turi tik joms būdingas šviesos sugerties spektro linijas, susijusias su šių molekulių rotaciniu bei virpesiniu judėjimu. Dėl šios priežasties ši sritis yra vadinama organinių molekulių optinių pirštų atspaudų sritimi. 2) ši sritis pasižymi taip vadinamais atmosferinio skaidrumo langais, kur nevyksta šviesos sugertis vandens garų molekulėse. Šie du fenomenai nusako šios spinduliuotės panaudojimo galimybes [1]: neinvazinėje medicininėje diagnostikoje, duomenų saugumo srityse, maisto bei buitinių gaminių pramonėje, užtikrinant procesų bei produktų kokybę, nuotolinėje spektroskopijoje, laisvosios erdvės telekomunikacijoje bei gynyboje [2].

Pav. 1 pavaizduoti atmosferoje pasitaikančių kenksmingų organinių junginių molekulių MIR sugerties spektrai.



1 pav. Dujų sugerties spektrai MIR srityje [3].

Šios sugerties linijos yra labai intensyvios, tad koherentinių šviesos šaltinių panaudojimas dujų detektoriuose šiame spektro ruože leidžia pasiekti ypač didelę detekcijos jautrį, siekiantį dalis-per-milijardą (ppb) ir dalis-per-trilijoną (ppt). Kvantiniai kaskadiniai lazeriai dėl savo kompaktiškumo yra tinkamiausi koherentiniai šviesos šaltiniai tokio tipo detektorinių sistemų kūrimui. Galutinė dujų detekcijos sistema gali būti delne telpantis įrenginys pasižymintis greitu, selektyviu ir jautriu detektavimu. Panašios sistemos yra vis plačiau naudojamos sunkiojoje industrijoje stebint gamybos metu susidarančių išmetamųjų dujų sudėtį, kalnakasyboje (ypač metano detektoriai) bei puslaidininkių gamyboje, siekiant stebėti taršos kiekį bei plazmą. Taip pat, galimos taikymo sritys yra sprogmenų detekcijoje, aplinkosaugoje taršos stebėjimui, bei medicinoje, registruojant iškvepiamą orą. Viena iš šiuo metu ypač aktualių galimybių yra cheminių ginklų identifikavimas. Egzistuoja teorinė, dar neiširta, galimybė gyvuose audiniuose registruoti biožymenis. Kadangi, 3-5 μm ir 8-12 μm bangos ilgiai patenka į taip vadinamąjį atmosferos skaidrumo langą, šiuos kompaktiškus lazerius galima panaudoti duomenų perdavimui, nuotoliniam stebėjimui bei termografiniam vaizdinimui [4].

Tačiau, nepaisant kvantinių kaskadinių lazerių (QCL) optinių privalumų, jų naudojimas kaip Mid-IR šviesos šaltinių turi praktinių trūkumų. Vienas iš jų - žemas našumas (WPE – *angl. wall plug efficiency*) lyginant su tarpjuostiniais lazeriniais diodais, kuris yra daugiau nei du kartus mažesnis. Šiuo metu didžiausias QCL WPE siekia ~31% ties $\lambda=4,9 \mu\text{m}$ [5], kai tuo tarpu GaAsP kvantinės duobės lazerinis diodas pasiekia net ~71% ties $\lambda=780 \text{ nm}$ [6]. Praktiniuose taikymuose tai reiškia, kad bus reikalingos didelės slenkstinės srovės ir įtampos, bet spinduliuotės galia bus žema. Prieš tai minėtas rekordinio našumo QCL impulsiniame režime pasiekia iki 23W optinės galios, tačiau įprastiniuose taikymuose QCL galios nuolatinėje veikoje siekia tik 15-50 mW, o srovės tankiai yra kiloamperų eilės. QCL našumas priklauso nuo daugelio faktorių, tokių kaip aktyviosios srities dizaino naudojamos medžiagų sistemos savybių (elektronų efektinės masės kvantinėje duobėje, laidumo juostos trūkio, šoninio slėnio atsiskyrimo), šilumos nuvedimo bei bangolaidžio formavimo [7]. Siekis suvaldyti ir optimizuoti visus QCL formavimo parametrus yra siekiama, tačiau atsižvelgiant į ribotus resursus, tai turi būti daroma iteracijomis. Tad, remiantis praeitais moksliniais darbais, pirmiausia dėmesys turėtų būti skiriamas lazerio aktyvios zonos optimizavimui parenkant naujas inovatyvias medžiagas [8].

Tiriant medžiagų parametrų, tokių kaip krūvininkų efektinės masės, fononų, gardelių suderinamumo bei sandūros šiurkštumo ar puslaidininkio

energijų juostų šoninių slėnių įtaką stiprinimui, buvo identifikuota būtinybė optimizuoti krūvininkų gyvavimo laiką viršutinėje pajuostėje [9]. Eksperimentuose buvo patvirtinta, kad šiam parametrai stiprią įtaką turi elektrono efektinė masė ir ją sumažinus, galima pasiekti didesnius stiprinimus, o kartu ir stipresnę lazerinę išeigą [8]. A. Baranovo grupė pasiūlė naudoti naują medžiagų sistemą, grįsta stibio junginiais (InAs/AlSb medžiagų sistema), kurioje m_e^* yra mažesnė nei $0,023 m_0$, kas leido sukurti tuo metu (2007) ypač trumpo emisijos bangos ilgio (2,75-2,9 μm) QCL diodus [10]. Remiantis tuo, kad QCL našumo didinimui reikia mažinti elektronų efektinę masę, būtina ieškoti naujų medžiagų, kurios pasižymėtų dar mažesnėmis šio parametro vertėmis. Yra teoriškai pademonstruota, kad įterpian bismutą į III-V grupės darinius, pastarųjų elektronų efektinė masė mažėja, didėjant bismuto koncentracijai. Tačiau, eksperimentiniai rezultatai yra prieštaringi ir nėra tirta kaip m_e^* kis InAs/AlSb dariniuose [11]. Nepaisant kontraversijos, yra manoma, kad būtent bismuto įterpimas į aktyviosios zonos medžiagų sistemą gali būti tai, kas leis pasiekti mažesnes elektronų efektinės masės vertes ir kartu padidinti QCL našumą. Tai ir buvo pagrindinis šio darbo tyrimų tikslas ir motyvas.

Nors viršutinių laidumo juostos pajuosčių krūvininkų gyvavimo trukmė smarkiai įtakoja QCL optinį stiprinimą, reikia nepamiršti ir pačios krūvininkų injekcijos. Kadangi kaskadiniuose lazeriuose išspinduliuotų fotonų kiekis yra tiesiogiai proporcingas injektuotų krūvininkų kiekiui, tai norint turėti aukštą WPE, yra būtina didinti injekcijos našumą. Kvantiniai kaskadiniai lazeriai yra vienpoliai šviesos šaltiniai, tai reiškia, kad optinis generavimas vyksta tik laidumo juostos pajuostėse [9]. Tad, pagrindinis dėmesys turi būti skiriamas procesams, kurie įtakoja elektronų judėjimą laidumo juostoje. Elektronų injekcijos našumą gali smarkiai mažinti energijų juostų struktūros šoniniai slėniai: šiuo atveju L slėnis InAs medžiagoje arba X slėnis InGaAs medžiagoje. Siekis yra turėti kuo didesnę L arba X slėnio energetinį atskyrimą Γ slėnio atžvilgiu. Kitu atveju, jei atskyrimas yra mažas, vyksta elektronų nuotėkis į šoninį slėnį. Taikant InAs/AlSb medžiagų sistemą, kuri pasižymi ypač dideliu laidumo juostos trūkiu ir pakankamai dideliu šoninio slėnio atsiskyrimu, Montpellier universiteto komandai pavyko pasiekti rekordiškai trumpo bangos ilgio ($\sim 2,6 \mu\text{m}$) tarppajuostinę lazerinę emisiją [12]. Šis rekordas iki šiol nėra pagerintas. InAs/AlSb kvantinių duobių elektrinių ir optinių parametrų matavimas aukštame hidrostatiniame slėgyje [13] parodė, kad pagrindinis faktorius, apsunkinantis šio tipo kvantinių kaskadinių lazerių veikimą trumpesnėse bangose, yra būtent šoninio slėnio padėtis kvantinės duobės medžiagoje. Kadangi bismuto įterpimas įtakoja draustinių energijų

tarpo sumažėjimą InAs bei InGaAs medžiagose, yra keliama hipotezė, kad bismuto įterpimas gali įtakoti ir šoninio slėnio padėtį ir dar labiau padidinti ši slėnių atskyrimą, sumažinant elektronų nuotėkį. Šios hipotezės patikrinimas yra antrasis šio darbo tikslas.

Nepaisant visų QCL sistemų technologinių postūmių ir padidėjusio prieinamumo, komplikotas aktyvios terpės dizainas, turintis šimtus epitaksinių sluoksnių, sudėtingas ir ilgai trunkantis MBE auginimas, sudėtingas litografinis procesas bei įkorporavimas, kas yra atskiras inžinerinis mokslas, verčia pagalvoti ir apie pragmatiškesnius Mid-IR šviesos šaltinius. Pagrindiniai reikalavimai tokiems alternatyviems šaltiniams yra paprastumas, patikimumas bei pakankamai siaura optinės emisijos juosta [13]. Be to, kuriant lazerinius jutiklius, eksperimentuose susiduriama ir su nepageidaujamais interferenciniais reiškiniais. Šiuolaikinės mokslinių tyrimų tendencijos pabrėžia šiluminių spindulių potencialą plačiame Mid-IR spektre. Standartinius nekoherentinius šiluminius spindulius, pasižyminčius plačiu ir vienkrypčiu emisijos spektru, galima sudaryti taikant metamedžiagas arba fotoninius kristalus, formuojant nanostruktūrinius profilius kristalo paviršiuje [14] [15]. Šioje srityje pirmąją dielektrinės skvarbos, artimos nuliui (ENZ), plonasluoksnių dariniai, kurių savitos dispersinės savybės leidžia pasiekti siaurąją p poliarizuotą šiluminio spinduliavimo spektrą [16]. Svarbiausia, kad šiuose plonasluoksniuose dariniuose esantis Berremano modų režimas yra linkęs indukuoti spektro atžvilgiu ribotą nuotėkio spinduliuotę, o šią savybę lemia būdingos plokščios dispersijos charakteristikos [17]. Tuo pat metu naujausi nanofotoninių medžiagų projektavimo pasiekimai išryškino erdviškai diferencijuotų ENZ medžiagų potencialą. Tokios epitaksiniu būdu auginamos struktūros su stipriai legiruotais III-V puslaidininkiniais sluoksniais, tokiais kaip InAs, parodė paradigminių pokyčių kontroliuojant tiek spektrines, tiek kryptines skleidžiamos šiluminės spinduliuotės savybes [18]. Lygiagrečiai su šiais metodais, moksliniai tyrimai buvo nukreipti į plazmoninių metastruktūrų sritį. Buvo paskelbtos susijusios su plazmoniniu Brewsterio filtravimu ir adiabatiniu plazmoniniu fokusavimu strategijos, skirtos itin plačiajuosčiams vienkrypčiams sugėrikliams ir kampu selektyviems koherentiniams šiluminiams spinduliams sukurti. Tokie projektai, nors ir novatoriški, priklauso nuo tinkamai suprojektuotų sudėtingų metastruktūrų ir siekia sujungti iš prigimties nerezonansinius efektus, kad būtų pasiekta plačiajuosė absorbcija ir emisija terahercų, infraraudonųjų ir optinių dažnių diapazone [19]. Nors šios metastruktūros siūlo platų optinį spektrą, jų projektavimo ir gamybos sudėtingumas gali kelti sunkumų praktinio taikymo scenarijuose.

Vis dėlto kelias į visišką Mid-IR spektro panaudojimą yra kupinas iššūkių. Vis dar nepavyksta pasiekti norimų plazmos dažnių, ypač ties 49 THz arba 6 μm emisijos srityje. InSb pagrindu sudarytos medžiagos, nors ir daug žadančios dėl mažos efektinės elektronų masės, susiduria su iššūkiais, būdingais epitaksiniam augimui, ypač kai jos jungiamos su tokiais kristaliniais padėklais, kaip GaSb ir InAs [20]. Prie šio sudėtingumo prisideda ir naujausi stebėjimai, rodantys Kirchhoffo dėsnio pažeidimą itin plonose įmagnetintose InAs plėvelėse, veikiančiose ENZ dažniais, o šis atradimas gali pakeisti mūsų supratimą apie šiluminės spinduliuotės procesus [21].

Šiame sudėtingame moksliniame peizaže mūsų tyrime panaudojamos unikalios InAs elektroninės savybės. InAs, ypač žemoje temperatūroje užaugintas (LT-InAs), pasižymi maža elektronų efektinę masę ir vidiniu suderinamumu su GaSb ir InAs padėklais, todėl net ir nesant išorinio legiravimo, pasižymi neįprastai dideliu laisvųjų krūvininkų tankiu [22].

Šioje disertacijoje buvo tiriama bei vystoma Mid-IR šviesos šaltinių technologija ir buvo siekiama ne vien sukurti ar ištirti QCL su bismidais sukūrimo galimybes, bet ir daug dėmesio buvo skiriama alternatyvioms epitaksinėms struktūroms, kurios gali būti patraukli alternatyva sudėtingoms tekstūruotoms ir QCL sistemoms.

Šis darbas pateikia disertacijos rengimo metu atliktų tyrimų transformacijos istoriją. Prasidėjus nuo siekio taikant išskirtines bismuto savybes išvystyti našesnius trumpabangius kvantinius kaskadinius lazerius, pereinant prie supaprastintos šių lazerių auginimo technologijos išvystymo ir užbaigiant naujo tipo vidurinėsios infraraudonosios srities spinduliuotės šaltinių technologijos sukūrimu.

Darbo tikslas

Pasitelkus molekulinį pluoštelį epitaksijos metodą, išvystyti vidurinėsios infraraudonosios spektro srities šviesos šaltinių, skirtų emisijai 3-15 μm srityje, formavimo technologiją bei padėti pagrindus šių šaltinių korpusavimo ir integravimo metodikai.

Darbo uždaviniai

1. Optimizuoti InAsBi, Al(As)Sb, struktūrų molekulinį pluoštelį epitaksiją, siekiant išvystyti įterptų žematemperatūrinių bismidų sluoksnių epitaksijos auginimo procesą.

2. Ištirti bismuto įtaka šoninio (L) slėnio padėčiai InAsBi medžiagose.
3. Sumodeliuoti InAs(Bi)/Al(As)Sb tarppajuostinių prietaisų energijos juostų diagramas ir eksperimentiškai suformuoti šiuos prietaisus bei ištirti jų optines bei elektrines charakteristikas.
4. Optimizuoti suderintos kristalinės gardelės InAs/AlAsSb sluoksnių molekulinį pluoštelį epitaksijos technologija, pritaikant šią medžiagų sistemą kvantinių kaskadinių lazerių bei šios medžiagų sistemos šiluminių spinduolių auginimui.
5. Ištirti stipriai legiruotų InAs sluoksnių ENZ savybes bei galimybes pritaikyti šiuos sluoksnius siaurajuosčių šiluminių šaltinių kūrimui.
6. Išvystyti šiluminių spinduolių MBE formavimo metodiką bei ištirti jų optines savybes.

Mokslinis naujumas

- Ištirtas Γ ir L slėnių atsiskyrimas InAsBi junginiuose bei parodyta, kad bismuto įterpimas į InAs junginius sumažina šių slėnių atsiskyrimą. Be to, būtinybė bismutą turinčius sluoksnius auginti žemoje temperatūroje stipriai įtakoja morfologinių defektų susidarymą.
- Išvystyta InAsBi/Al(As)Sb kvantinių struktūrų molekulinį pluoštelį epitaksijos metodika bei įvertintas šios medžiagų sistemos pritaikymas kvantiniuose kaskadiniuose lazeriuose.
- Išvystyta suderintos kristalinės gardelės InAs/AlAsSb medžiagų sistemos molekulinį pluoštelį auginimo technologija bei pritaikyta vidurinėsios infraraudonosios srities kvantinių kaskadinių lazerių kūrimui. Ši technologija leidžia supaprastinti InAs pagrindu veikiančių šio tipo lazerių auginimo technologiją bei sumažinti morfologinių defektų tankį šiuose lazeriuose. Ypač didelis sukurtos technologijos privalumas pasireiškia auginant kvantinius kaskadinius lazerius skirtus emisijai ilgesnėse bangose, nes skirtingai nuo įprastine tapusios InAs/AlSb medžiagų sistemos, auginamos su pakaitomis formuojamomis InSb ir AlAs sąsajomis, ji leidžia išvengti morfologinių defektų akumuliacijos didelio storio struktūrose, kurios yra būdingos ilgabangiams puslaidininkiniams lazeriams.

- Nenaudojant metalinių dangų ar metamedžiagų, stipriai legiruotuose InAs sluoksniuose buvo stebimi ENZ struktūroms būdingi bruožai.
- Panaudojant stipriai legiruotų InAs sluoksnių savybes, sukurti nauji Mid-IR šiluminiai spinduliai, pasižymintys emisijos smailės padėties stabilumu bei emisijos spektro siaurumu ir nereikalaujantys sudėtingo apdirbimo.

Ginamieji teiginiai

1. Bismuto įterpimas į InAs/Al(As)Sb kvantines duobes sumažina Γ -L slėnių atsiskyrimą.
2. Netiesioginio As srauto panaudojimas, auginant AlAsSb sluoksnius, leidžia auginti ypač homogeniškus, suderintos kristalinės gardelės InAs/AlAsSb medžiagų sistemos sluoksnius ir ženkliai sumažinti defektų tankį puslaidininkiniuose dariniuose užaugintuose ant InAs arba GaSb padėklų.
3. Šiluminio spindulio emisijos bangos ilgio maksimumo padėtį galima valdyti keičiant InAs sluoksnių legiravimą, kas kartu keičia elektronų plazmos dažnį viduriniajame infraraudonosios spinduliuotės spektro ruože.

Praktinė vertė

Darbo metu buvo išvystyta InAsBi/Al(As)Sb kvantinių duobių auginimo technologija bei ištirtas slėnių atsiskyrimas InAsBi bei InGaAsBi medžiagose. Tai leido įvertinti galimybes pritaikyti bismidines medžiagas trumpabangių kvantinių kaskadinių lazerių kūrimui. Tyrimų rezultatai parodė, kad skirtingai nei buvo manyta, bismuto įterpimas nėra tikslingas panaudojimui InAs/Al(As)Sb InGaAs/AlAsSb medžiagų sistemų kvantiniuose kaskadiniuose lazeriuose.

Taip pat, buvo išvystyta technologija, leidžianti auginti InAs tipo kvantinius kaskadinius lazerius molekulių pluoštelių epitaksijos metodu naudojant paprastesnę procedūrą, kuri leidžia pasiekti mažesnį morfologinių defektų tankį epitaksinėje struktūroje bei ženkliai sutrumpinti šio tipo kvantinių kaskadinių lazerių auginimo laiką ir tokiu būdu žymiai sumažinti medžiagų sąnaudas. Naudojant šią technologiją, molekulių pluoštelių epitaksijos būdu buvo užaugintos kvantinių kaskadinių lazerių struktūros, skirtos emisijai ties 3,5 μm , 3,7 μm , 4,25 μm , 6,2 μm , 8,4 μm bei 11,6 μm

bangos ilgių. Visos šios struktūros pasižymėjo mažu morfologinių defektų tankiu. Pagal kristalinę kokybę ir emisijos charakteristikas jos nenusileidžia struktūroms, auginamoms taikant klasikinę kompensuotų įtempimų sąsajų formavimosi metodiką. Kai kurie iš šių lazerių buvo panaudoti karinio pobūdžio projekto įgyvendinimui, taikant juos nesusekamos laisvosios erdvės telekomunikacijos įrenginiuose.

Kitas reikšmingas šio darbo rezultatas yra naujo tipo, epitaksijos būdu užaugintų, siauro emisijos spektro pločio vidurinėsios infraraudonosios srities šiluminių šaltinių, grįstų ENZ fenomenu, sukūrimas. Šie šaltiniai pasižymi išskirtiniu gamybos paprastumu, nereikalaujančiu sudėtingų fotolitografijos procesų bei ypač stabilia emisijos spektro smailės padėtimi. Tokie šaltiniai gali būti naudojami kaip infraraudonosios spinduliuotės šaltiniai, skirti emisijai siaurame spektro ruože. Pavyzdžiui, šie šaltiniai galėtų būti taikomi kaip spinduliuotės bangos ilgio etalonai arba skysčių, dujų ir polimerų detektoriuose. Šie šaltiniai gali būti taikomi tiek medicinoje, tiek pramonėje. Šiuo metu yra tiriama galimybė šiuos šaltinius panaudoti termoelektriniuose elementuose. Tai leistų dar labiau praplėsti šių naujo tipo infraraudonosios spinduliuotės šaltinių taikymo sritis. Be to, ENZ sluoksnių tyrimai yra sparčiai besivystanti mokslinė kryptis. Tad stipriai legiruotų InAs sluoksnių su ENZ savybėmis taikymai gali išplisti ir į kitas mokslų šakas.

1. Literatūros apžvalga

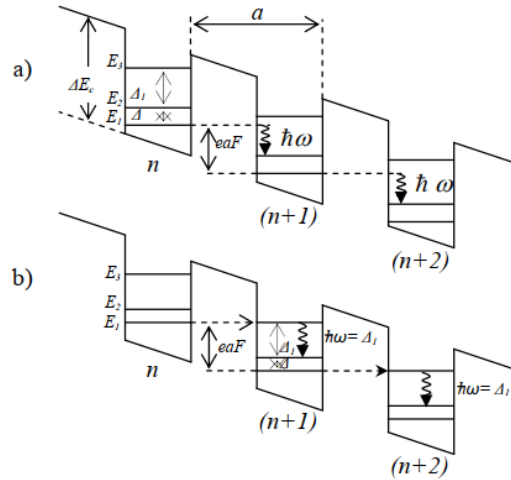
1.1. Kvantinių kaskadinių lazerių veikimo principai - pirmieji prototipai

Kvantinių kaskadinių lazerių istorija prasidėjo 23 metais anksčiau nei AT&T Bello laboratorijos sukūrė pirmąjį QCL prototipą 1994 [23]. Idėją, kad elektromagnetines bangas galima sustiprinti puslaidininkiuose panaudojus supergardelę pasiūlė R. F. Kazarinovas ir R. A. Suris 1971 m. [9] netrukus po L. Esakio ir R. Tsu paskelbtos publikacijos apie elektronų transportą puslaidininkių supergardelėje [24]. koncepcija, kurią pasiūlė R. F. Kazarinovas ir R. A. Suris, yra paaiškinta 1.1 pav. [24], [25]. Autoriai tyrinėjo kartotinę kvantinių duobių heterostruktūrą su periodu a veikiamą elektriniu lauku F ir laikė, kad kvantinių duobių susietumas yra silpnas bei leidžiamų pajuosčių plotis yra smarkiai mažesnis už energijų tarpą tarp jų. Kai įjungtas elektrinis laukas yra pakankamai stiprus, kad pakeltų žemutinį pojuostinį lygmenį n -ojoje duobėje aukščiau pirmos sužadintos būsenos, esančios gretimoje kvantinėje duobėje (esant sąlygai $eaF > \Delta$, 2 pav.), supergardelėje gali įvykti tuneliavimas, padedant fotonui. Išspinduliuoto fotono energija yra lygi:

$$\hbar\omega = eaF - \Delta.$$

Čia e – elektrono krūvis, a – supergardelės periodas, F – įjungtas elektrinis laukas ir Δ - energijų skirtumas tarp pagrindinio ir pirmo sužadinto pojuostinio lygmens. R. F. Kazarinovas ir R. A. Suris paminėjo, kad yra galimybė stebėti elektromagnetinių bangų, kurių dažnis $\omega = (eaF - \Delta)/\hbar$, stiprinimą, nes galima pasiekti apgrąžinę užpildą, tačiau ji smarkiai priklausys nuo barjerų skaidrumo, kas yra pagrindinis ribojantis veiksnys. Taip pat, norint turėti apgrąžinę užpildą, šioje sistemoje yra antra sąlyga – potencialo kritimas, veikiant elektriniam laukui, viename periode turi būti lygus energijų atskyrimui tarp žemutinio pojuostinio lygmens ir antro sužadinto lygmens ($eaF = \Delta + \Delta_1$). Esant šiai sąlygai, pagrindinio lygmens būsena E_1 n -ojoje kvantinėje duobėje susilygina su antrąją sužadinto lygmens būsena E_3 gretimoje duobėje ir rezonansinio tuneliavimo dėka, būsena E_3 užsipildo

elektronais. Šiuo atveju, kvantinėje duobėje, tarp dviejų pojuostinių lygmenų įvyksta fotonų, kurių energija lygi $\hbar\omega = \Delta_1 = E_3 - E_2$, emisija.



1.1 pav. Schema aprašanti, kaip vyksta šviesos stiprinimas kartotinėje kvantinių duobių heterostruktūroje, pagal R. F. Kazarinovą ir R. A. Surį. **a)** - tarpjuostinis perėjimas, esant fotonu asistuojamam tuneliavimui, iš pagrindinės pojuostinės būsenos į pirmą sužadintą būseną gretimoje kvantinėje duobėje; **b)** - rezonansinis tuneliavimas iš pagrindinės pojuostinės būsenos į antrą sužadintą būseną dar kitoje, gretimoje kvantinėje duobėje.

Pagal R. F. Kazarinovą ir R. A. Surį, apgražinė užpilda yra įmanoma šioje sistemoje tik kai elektronų gyvavimo laikas E_3 pojuostinėje būsenoje yra ilgesnis nei E_2 būsenoje. Taip pat, reikia paminėti, kad poliniuose puslaidininkiniuose dariniuose, esant pakankamai dideliems energijų skirtumams, tarpjuostiniai nespindulinės emisijos laikai yra apriboti optinių fononų emisija, kuriai būdinga beveik nekintanti sklaida. Tuo pat metu elektronų fononinės sklaidos matricos elementas yra atvirkščiai proporcingas skirtumui $|\Delta p|$ tarp pradinio ir galutinio elektronų būsenų momentų. Taigi, energijų skirtumas tarp pagrindinės būsenos ir pirmos sužadintos būsenos yra didesnis už optinio fonono energiją, elektronų perėjimo laikas iš antros sužadintos būsenos į pirmą sužadintą būseną yra ilgesnis nei iš pirmos sužadintos būsenos į pagrindinę būseną, kas leidžia pasiekti užpildos apgražą. Ši savybė yra plačiai naudojama šiuolaikiniuose kvantiniuose kaskadiniuose lazeriuose. Nors taip pat yra naudojamos ir dviejų pojuosčių sistemos, kas leidžia sėkmingai pasiekti ypač greitą tarpjuostinę relaksaciją žemutinėje pojuostėje.

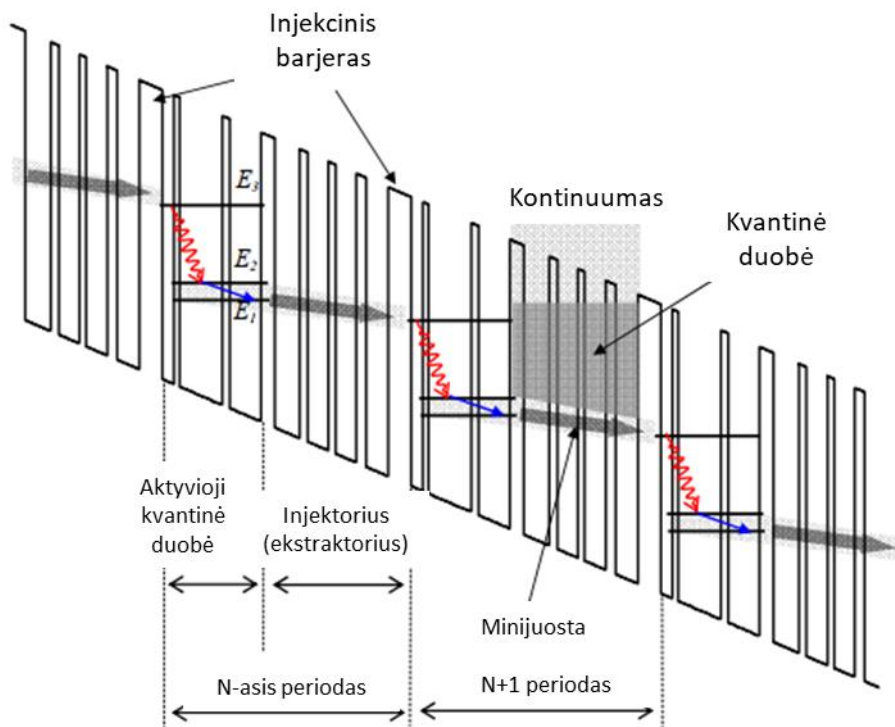
Be elektromagnetinės spinduliuotės stiprinimo efekto, yra dar vienas reikšmingas aspektas R. F. Kazarinovo ir R. A. Surio pasiūlytoje idėjoje –

elektronų antrinis panaudojimas, kas ir yra laikoma svarbiausia QCL prietaisų savybe. Elektronai injektuoti į sužadintą būseną aktyviajame šulinyje, po spindulinės relaksacijos, yra perkeltami į kitą periodą, kur procesas kartojasi. Tai lemia, kad vienas į struktūrą įvestas elektronas sukuria tokį kiekį fotonų, kuris yra lygus periodų skaičiui. Ši savybė leidžia pasiekti aukštas optines galias QCL prietaisuose. Viena labai svarbi QCL prietaisų ypatybė yra nerekombinacinis spinduliavimas – visame elektromagnetinės spinduliuotės generavimo procese dalyvauja tik elektronai laidumo juostoje – nevyksta skylių ir elektronų rekombinacija. Suprantama, kad pasiūlytas dizainas nėra pilnai tinkamas veikiantiems lazeriniams prietaisams nes reikia dar storų barjerinių sluoksnių, kurie reikalingi norint pasiekti juostų suderinimą, nurodytą 1.1b pav. Lazerio veikimas reikalauja didelių srovių tankių, kas yra sunkiau pasiekama naudojant storus barjerus. Taip pat, elektrinio lauko domenų formavimas, kuris veikia, kaip neigiamas diferencialinis laidumas silpnai susietose kartotinėse kvantinėse duobėse (MWQ) [9], [25], [26], [27], [28], komplikuoja srovės tekėjimą ir juostų suderinimą. Tad norint pasiekti lazerinę emisiją, aktyvusis regionas turi patenkinti šias sąlygas:

- Efektyvi krūvininkų injekcija į sužadintą būseną vykstant krūvininkų perėjimui iš vienos kvantinės duobės į kitą;
- Kiek galima mažesnis krūvininkų nuotėkis į ištinę terpę (kontinuumą);
- Apribotas elektrinių laukų domenų formavimasis;
- Aukštas krūvininkų gyvavimo laikų τ_3/τ_2 santykis – kuo ilgiau gyvuotų viršutinėje sužadintoje būsenoje.

1.2. QCL prietaisų veikimo principai

Norint lengviau suprasti QCL prietaisų veikimą, verta nusibraižyti šių lazerių aktyviosios zonos energijų juostinę diagramą. 1.2 pav. yra nurodytas kvantinio kaskadinio lazerio veikimo paaiškinimas, pateikiant laidumo juostos aktyviosios srities profilį, veikiamą elektriniu lauku.



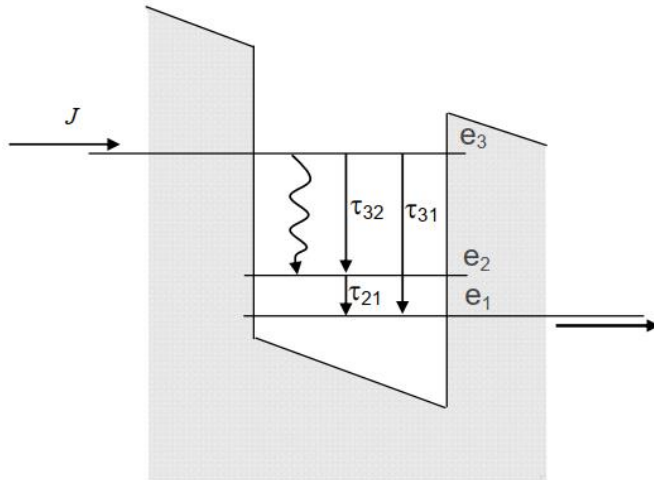
1.2 pav. Tipinio QCL laidumo juostos, aktyviosios srities skerspjūvis [30].

Nors pagrindiniai principai, reikalingi pasiekti tarppajuostinį šuolį, elektromagnetinį spinduliavimą bei antrinę elektronų panaudojimą, yra aiškiai išdėstyti pirmame paveiksle, visgi norint pasiekti realų lazerinį veikimą yra reikalingi svarbūs pakeitimai. Efektyvi krūvininkų injekcija į viršutinę būseną aktyvioje duobėje yra pasiekama pakeitus storus barjerus į kintamo storio supergardeles. Tai leidžia suformuoti vidinę pojuostę suderintą su E_3 būseną. Rezonansinio tuneliavimo efekto per injekcinį barjerą dėka, elektronų injekcija vyksta tik į E_3 būseną. Legiruoti regionai yra įterpiami į injekcinius regionus tam, kad būtų išvengta elektrinių laukų domenų formavimosi, esant aukštomis įtampoms. Spindulinis perėjimas vyksta tarp E_3 ir E_2 būsenų aktyviojoje duobėje, kur populiacijos inversija yra pasiekama elektronams perėjus iš E_2 būsenos į E_1 būseną nespinduliniu keliu, kurį užtikrina rezonansas tarp perėjimo E_{21} ir išilginių optinių (LO) fononų duobės medžiagoje. Paskutinis procesas yra labai našus ir viršutinės būsenos gyvavimo laikas, kurio tipinės trukmės siekia ~ 1 ps [29], yra valdomas elektronų-LO fononų sklaidos. Galiausiai, E_1 būsenos elektronai pereina į

kaimyninį injekcinį sluoksnį, iš kurio yra perkeliama į gretimą struktūros periodą. Aišku, pagrindinės būsenos depopuliacija aktyviojoje duobėje yra tokia pat svarbi, kaip ir injekcijos efektyvumas, tad gradientinis supergardelės regionas turi dvigubą paskirtį – veikia ir kaip injektorius, ir kaip ištraukėjas (arba ekstraktorius). Verta paminėti, kad supergardelės injekcinis regionas atlieka ne vien krūvininkų pernešimo, iš vienos duobės į kitą, vaidmenį, bet ir neleidžia krūvininkams pabėgti iš E_3 būsenos į laidumo juostos kontinuumą.

1.3. QCL balansinės lygtys ir užpildos apraža

Naudojant pirminį priartėjimą kvantinio kaskadinio lazerio aktyvūs regionas gali būti pavaizduotas, kaip trijų lygių sistema (1.3 pav.). Naudojant balansinių lygčių modelį, galima aprašyti krūvininkų judėjimą šioje sistemoje.



1.3 pav. Schema demonstruojanti būsenas ir gyvavimo laikus, naudojamus balansinių lygčių modelyje [30].

Lygčių sistema apibūdina elektronų populiacijos buvimo žemutinėse ir aukštesnėse būsenose (e_3 , e_2 ir e_1) kitimą laike. Šį žymėjimą pasirenkame dėl istorinių priežasčių, kadangi šis modelis pirmiausiai buvo taikomas trijų kvantinių duobių aktyviajam regionui, kuris turi trijų lygmenų sistemą, siejamą su fotonų srautu S . Elektronų srautą nusako srovės tankis J . Laikome, kad visi elektronai yra injekuoti į viršutinį perėjimo lygmenį. Pastoviojoje būsenoje šios balanso lygtis gali būti išreikštos [30]:

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = \frac{J}{e} - \frac{N_3}{\tau_3} - S g_c (N_3 - N_2) = 0; \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{N_3}{\tau_{32}} + S g_c (N_3 - N_2) - \frac{N_2 - N_{2therm}}{\tau_2} = 0;$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{c}{n} (g_c (N_3 - N_2) - \alpha) S = 0;$$

Čia S – fotonų srautas, J – srovės tankis, g_c – optinio stiprinimo koeficientas laidumo juostoje, τ_2 ir τ_3 yra būsenų e2 ir e3 gyvavimo trukmės, N_{2therm} yra e2 būsenos terminė populiacija, τ_{32} yra elektronų gyvavimo trukmė e3 būsenoje prieš pereinat į e2 būseną. Elektronų tankis N_2 ir N_3 būsenose e2 ir e3 gali būti aprašyta nekreipiant dėmesio į fotonų, esančių medžiagoje, įtaką elektronų dinamikai (šaltosios erdmės artinys). Tai reiškia, kad $S = 0$, ir $N_{2therm} = 0$. Lygčių sistemą (1.1) galime perrašyti tokiu būdu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_3}{\partial t} &= \frac{J}{e} - \frac{N_3}{\tau_3} = 0; \\ \frac{\partial N_2}{\partial t} &= \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_2} = 0; \end{aligned} \tag{1.2}$$

Čia reikšmės tokios pat, kaip ir prieš tai aprašytai (1.1) sistemai. Gyvavimo laikus τ_2 , τ_3 ir τ_{32} apriboja optinių fononų emisija [31]:

$$\frac{1}{\tau_{if}} = \frac{m^* e^2 \omega_{ph}}{2 \hbar^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_S} \right) \int_0^{2\pi} \frac{I^{if}(Q)}{Q} d\theta; \tag{1.3}$$

Čia

$$Q = \sqrt{k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta}; \tag{1.4}$$

ir

$$k_f^2 = k_i^2 + \frac{2m^*}{\hbar^2} (E_{if} - \hbar \omega_{ph}). \tag{1.5}$$

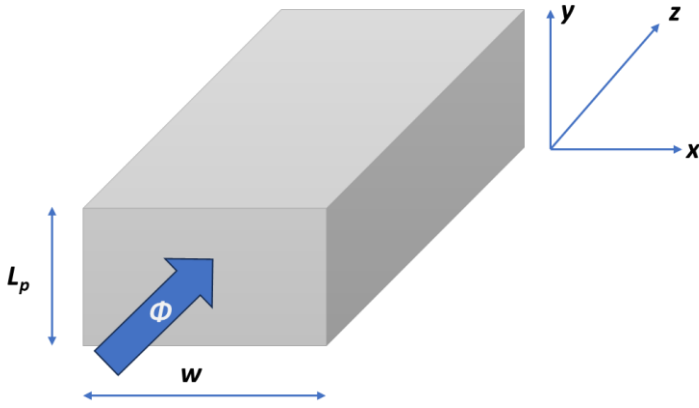
Šiuo atveju $\hbar \omega_{ph}$ yra optinio fonono energija ir E_{if} yra energijų skirtumas tarp lygmenų. $I^{if}(Q)$ yra išvestas iš banginių funkcijų ψ_i ir ψ_f :

$$I^{if}(Q) = \int \int \psi_i(z) \psi_f(z) e^{-Q|z-z'|} \psi_i(z') \psi_f(z') dz dz'. \quad (1.6)$$

Fotonų srauto pokytis judantis išilgai y ašimi (1.4 pav.) medžiagoje atstumu dy yra aprašomas taip:

$$d\Phi = W_{32} N_3 w dy - W_{32} N_2 w dy; \quad (1.7)$$

Čia w yra plotis ir $N_i w dy$ yra elektronų kiekis lygmenyje e_i per visą medžiagos tūrį. Pirma lygties (1.7) dalis atsakinga už fotonų emisiją iš perėjimo $e_3 \rightarrow e_2$, o antroji – už sugerti $e_2 \rightarrow e_3$.



1.4 pav. Lazerio aktyvaus regiono geometrijos vaizdas. Y ašimi vyksta kristalo augimas, Z ašimi – šviesos srauto sklaidimas.

Galios tankis, nešamas plokščiosios bangos, kurios amplitudė E_0 , yra aprašoma:

$$P = \frac{1}{2} \epsilon_0 n c E_0^2. \quad (1.8)$$

Tad šuolio sparta W_{if} galima aprašyti:

$$W_{if} = \frac{e^2 \hbar}{(2\gamma) \epsilon_0 n c m^*} \frac{1}{w L_p} f_{nm} \Phi. \quad (1.10)$$

Medžiagos stiprinimas yra apibūdinamas kaip fotonų srauto kitimas, padalintas iš fotonų kiekio:

$$G = \frac{d\Phi/dy}{\Phi}. \quad (1.11)$$

Panaudodami lygtis (1.7) ir (1.10) galime aprašyti medžiagos stiprinimą taip:

$$G = \frac{e^2 \hbar}{(2\gamma)\varepsilon_0 n c m^* L_P} f_{nm'} (N_3 - N_2). \quad (1.12)$$

Stacionariu atveju, iš balansinių lygčių (1.2) galima gauti $(N_3 - N_2)$:

$$N_3 - N_2 = \frac{J}{e} \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right). \quad (1.13)$$

Tad, lygtį (1.12) galime perrašyti:

$$G = \frac{e \hbar}{(2\gamma)\varepsilon_0 n c m^* L_P} f_{32} J \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right). \quad (1.14)$$

Akivaizdu, kad stiprinimas yra proporcingas srovės tankiui. Paprastai kvantinių kaskadinių lazerių stiprinimas yra išreiškiamas:

$$G = gJ. \quad (1.15)$$

Čia g yra stiprinimo koeficientas. Įvertinus injekcijos efektyvumą η_i , kuris nusako santykį tarp srovės, kuri injekuojama į e_3 lygmenį, ir visos srovės, stiprinimo koeficientą galima aprašyti paprastesne forma:

$$g = \eta_i \frac{4\pi e |z_{32}|^2}{(2\gamma)\varepsilon_0 n c \lambda L_P} \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right). \quad (1.16)$$

Reikia paminėti, kad realiuose QCL tik dalis visos veikliosios ertmės modos intensyvumas yra susietas su aktyviuoju regionu. Šis dydis yra vadinamas Persiklojimo Faktoriumi ir yra aprašomas kaip santykis tarp suintegruotos lazerio modos iš aktyvaus regiono ir visos modos intensyvumo:

$$\Gamma = \frac{\int_{AR} |E(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)|^2 dz}. \quad (1.17)$$

Įvedus šią išraišką, tarppajuostinis stiprinimas yra išreiškiamas:

$$G = (\Gamma g)J. \quad (1.18)$$

Čia Γ yra persiklojimo faktorius. Jei mes turime aktyvius regionus N_P , kurių kiekvienas turi palyginimą persiklojimą Γ_P su optine moda, tai stiprinimo aprašymas tampa:

$$G = \Gamma_P N_P g J. \quad (1.19)$$

Lygtys (1.14) ir (1.19) turi svarbią informaciją, nusakančią, kaip padidinti stiprinimą kvantiniuose kaskadiniuose lazeriuose. Matome, kad stiprinimas yra proporcingas gyvavimo laikams τ_3 viršutinėse perėjimo būsenose ir osciliatoriaus stiprumui f_{32} (arba dipolio matricos elementui z_{32}). Osciliatoriaus stiprumas priklauso nuo efektinės elektronų masės, kas yra vienas iš pagrindinių aspektų renkantis medžiagų sistemą. Kita vertus, didinant osciliatoriaus stiprumą, krenta τ_{32} , kas didina τ_2/τ_{32} santykį. Esant trumpesniems bangų ilgiams, kada fotono energija yra ženkliai didesnė nei LO fononų, τ_{32} yra apibrėžiamas pagal nespindulinę elektronų relaksaciją, kurios metu yra emituojamas LO fononas ir šios relaksacijos tipiniai laikai yra pikosekundžių eilės. Kita vertus, τ_2 gali būti sutrumpintas derinant perėjimo energijas tarp būsenų $e2$ ir $e1$ su LO fononų energiją. Tad norint padidinti stiprinimą, galima keisti vieną τ_3 ar f_{32} parametru, kurie priklauso nuo skirtingų aktyviosios srities dizainų.

1.4. Krūvininkų injekcija

Elektronų injekcija į kvantinių duobių aukštesnes būsenas vyksta tunelinio rezonanso proceso dėka per injekcinį barjerą iš injektoriaus žemesniosios būsenos. Taip pat, prieš tai aprašytame skyriuje, buvo parodyta, kad medžiagos stiprinimas aktyviajame regione yra proporcingas per jį tekančiai srovei. Taipogi, esant aukštesnėms veikimo temperatūroms, stiprinimo koeficientas g turi gana mažą vertę [32] [33]. Tad, reikalingos aukštos srovės per visą injekcinį barjerą, norint pilnai išnaudoti medžiagos

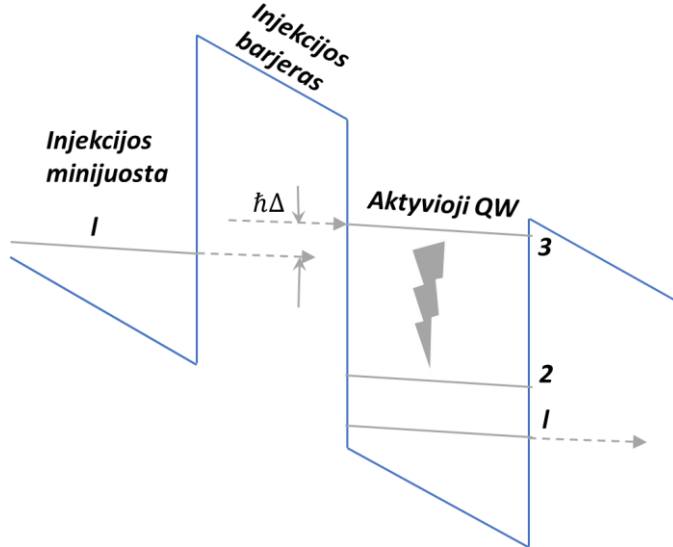
stiprinimą aktyviajame regione [34]. Dėl šios priežasties, injekcinis regionas ir injekcinis barjeras turi būti taip suprojektuoti, kad būtų kiek galima stipresnė rezonansinio tuneliavimo srovė.

Tampriojo surišimo aproksimacijoje, tunelinės srovės tankis tarp injektoriaus apatinės būsenos ir aktyvaus perėjimo kvantinėje duobėje, viršutinės būsenos gali būti aprašytas naudojantis R. F. Kazarinovo ir R. A. Surio pateikta išraiška:

$$J = qN_s \frac{2|\Omega|^2\tau_{\perp}}{1+\Delta^2\tau_{\perp}^2+4|\Omega|^2\tau_3\tau_{\perp}}, \quad (1.20)$$

$$\hbar\Delta = E_1 - E_3 = qd(F - F_r), \quad d = |z_{\eta} - z_{33}|. \quad (1.21)$$

Čia q yra elektrono krūvis, N_s - elektronų sluoksnio tankis injektoriuje, $2|\Omega|^2$ yra energijų skilimas esant rezonansui tarp apatinės injektoriaus būsenos l ir viršutinės aktyvaus perėjimo būsenos ($n = 3$), $\hbar\Delta$ - rezonanso energijos išderinimas (1.5 pav.), d yra erdvinis atskyrimas tarp elektronų būvio tikimybių pasiskirstymo centrinių ašių, F – elektrinių laukų, išplitusių atstume d , vidurkis ir F_r yra elektrinis laukas, kuris sukuria rezonansą tarp būsenų l ir $n = 3$. Laiko konstanta τ_3 žymi elektrono gyvavimo sužadintoje būsenoje laiką, o $\tau_{\perp}$ - momento relaksacijos laiką, kuris atsakingas už fazės praradimą tarp būsenų, kurios dalyvauja rezonansiniame tuneliavime.



1.5 pav. QCL injekcinio barjero vaizdas.

Didžiausias srovės tankis yra pasiekiamas, kai abu energijos lygiai rezonuoja ($\Delta = 0$):

$$J_{MAX} = qN_s \frac{2|\Omega|^2 \tau_{\perp}}{1 + 4|\Omega|^2 \tau_3 \tau_{\perp}}. \quad (1.22)$$

Ši išraiška, priklausomai nuo $4|\Omega|^2 \tau_3 \tau_{\perp}$ vertės, leidžia identifikuoti du veikimo režimus: silpnąjį injektoriaus-sužadintos būsenos ryšį ir stipriąjį injektoriaus-sužadintos būsenos ryšį [35].

Silpno ryšio režimas vyksta, kai $4|\Omega|^2 \tau_3 \tau_{\perp} \ll 1$. Didžiausia tunelinės srovės tankis, esant šioms sąlygoms, siekia:

$$J_{MAX} = \left(\frac{qN_s}{2}\right) 4|\Omega|^2 \tau_{\perp}. \quad (1.23)$$

Šiuo atveju, tuneliavimo trukmė $2|\Omega|^2 \tau_{\perp}$ yra daug mažesnė už τ_3^{-1} , tad sąveika tarp aktyviojo regiono ir injektoriaus yra tokia silpna, kad populiacijos abiejose energijų būsenose (l ir e_3) gali būti aprašytos skirtingais elektronų pasiskirstymais.

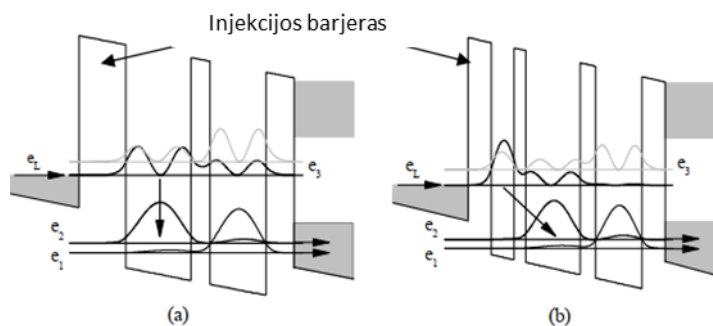
Stipraus ryšio režimas vyksta, kai $4|\Omega|^2 \tau_3 \tau_{\perp} \gg 1$. Tada tunelinės srovės tankio aprašymas įgauna tokią būseną:

$$J = \frac{qN_s}{2\tau_3}. \quad (1.23)$$

Šiame režime, visą srovę valdo tarppajuostinė sklaidos trukmė τ_3 . Taip pat, reikia paminėti, kad šiuo atveju, tuneliavimo srovės tankis nėra didžiausias įmanomas, o tik, kad visa srovė yra apribota sužadintos būsenos gyvavimo trukmės. Stipriojo injektoriaus-saužadintos būsenos ryšio režimas yra geriausias optimaliam QCL lazerio veikimui, nes užtikrina labai greitą elektronų injekciją į viršutinę sužadintą būseną esant aktyviajam perėjimui ir nėra ribojamo dėl tuneliavimo greičio. QCL veikimas yra laikomas optimizuotu, kai $J = qN_s/2\tau_3$ ir energijų atskyrimas $2\hbar|\Omega|$ yra palyginamas su $\hbar/\tau_{\perp}$ [35].

1.5. QCL aktyviosios srities struktūros parinkimas

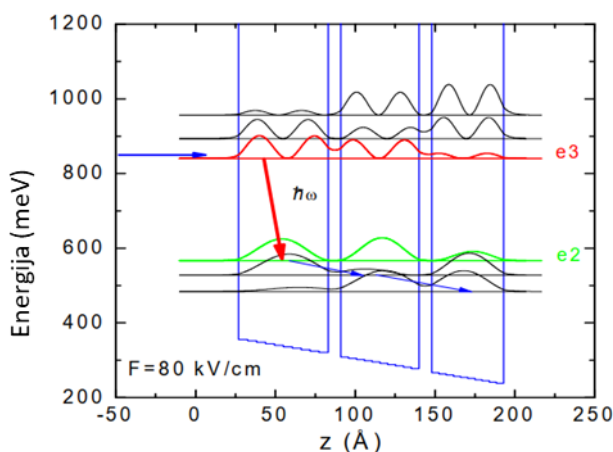
Atsižvelgiant į QCL balansinių lygčių sprendinius tarppajuostiniam stiprinimui, yra du pagrindiniai parametrai nusakantys QCL aktyviosios srities tarppajuostinį stiprinimą: elektronų gyvavimo laikai aktyvaus perėjimo viršutinėje sužadintoje būsenoje τ_3 ir osciliatoriaus stipris f_{32} . Kita vertus, šie du parametrai yra vienas kitam prieštaraujantys.



1.6 Pav. QCL aktyviųjų sričių schemas: (a) vertikalaus perėjimo atvejis, (b) įstrižo perėjimo atvejis.

Tad, QCL aktyviąją sritį galima taip suprojektuoti, kad būtų teikiamas didesnis dėmesys vienam arba kitam parametrai. Dėl šios priežasties, QCL dirbantys artimosios infraraudonosios spinduliuotės srityje turi dvi pagrindines projektavimo schemas (1.6 pav.): vertikalaus perėjimo schemą (pav. 1.6a) ir įstrižo perėjimo (1.6b pav.).

Pati paprasčiausia vertikalaus perėjimo schema turi dvi susietas kvantines duobes, kurios generuoja du dubletus sudarytus iš būsenų $n = 3, 4$ ir $n = 1, 2$. Turime dvi bangines funkcijas 2 ir 3, kurios daugiausia yra lokalizuotos pirmoje kvantinėje duobėje, kai tuo tarpu 1 ir 4 yra antroje duobėje. Stiprus erdvinis persiklojimas tarp banginių funkcijų 2 ir 3, tarp kurių vyksta lazerinė emisija, leidžia pasiekti aukštos vertės osciliatoriaus stiprį (arba dipolio matricos elementą). Tuo tarpu, sąsaja tarp būsenų $n = 3$ ir $n = 1$ yra labai silpna. Tai leidžia pasiekti labai spartų perėjimą iš būsenos $n = 3$ į būseną $n = 2$. Antrosios kvantinės duobės storis yra pritaikytas atskirti būsenas $n = 2$ ir $n = 1$ per energiją, artimą LO-fonono energijai, kadangi elektronų-fononų sklaida šiuo atveju yra efektyvesnė. Tai pagerina žemesniosios perėjimo būsenos $n = 2$ depopuliaciją. Tai reiškia, kad vertikalaus perėjimo schema labiau išpildo osciliatoriaus stiprio f_{32} parametro reikalavimą.



1.7 pav. Sumodeliuota pavyzdinė trijų kvantinių duobių QCL aktyviosios zonos regiono schema su dvigubo fonono rezonansine depopuliacija esant vertikaliam perėjimui [36].

Kita vertus, vertikalaus perėjimo schemos trūkumas yra tai, kad žemutinė injektoriaus būseną nėra erdviu pažiūriu pakankamai atskirta nuo aktyviojo perėjimo žemutinės būsenos, kas gali sukelti krūvininkų nutekėjimą. Norint išvengti šio nutekėjimo, injekcinis barjeras turi būti pakankamai platus. Tačiau, platus barjeras sumažina injekcijos efektyvumą. Tad norint išlaikyti pakankamą injekciją ir mažą nutekėjimą, reikia parinkti optimalų barjerų storį.

Priešinga situacija yra, kai pasirenkamas įstrižinio perėjimo dizainas, kuriame didesnis dėmesis skiriamas elektronų gyvavimo laikui τ_3 būsenoje $n = 3$. Tai pasiekama sukūrus ploną kvantinę duobę arti injekcinio barjero, kas leidžia erdviškai atskirti bangines funkcijas esančias viršutinėje lazerinio perėjimo būsenoje, kuri yra lokalizuota pirmoje plonoje kvantinėje duobėje, nuo banginių funkcijų esančių būsenose $n = 2$ ir $n = 1$. Šio atskyrimo dėka, elektronų gyvavimo laikas τ_3 yra padidinamas 2-3 eilėmis, lyginant su vertikalaus perėjimo schema. Kitas įstrižinio perėjimo dizaino privalumas yra sumažintas persiklojimas tarp apatinės injektoriaus būsenos ir būsenos $n = 2$, kas padeda išvengti įstrižinio elektronų perėjimo, tarp šių dviejų būsenų. Tačiau, šio dizaino trūkumas yra papildoma kvantinė duobė aktyviojoje srityje, kas padidina skiriamųjų paviršių kiekį, į kurias reaguoja banginė funkcija, atsakinga už spindulinį šuolį. Šis trūkumas lemia platesnį liuminescencijos spektrą ir sumažina stiprinimą. Be visa ko, šie papildomi skiriamieji paviršiai padidina judesio kiekio sklaidą, kas sutrumpina $\tau_{\perp}$ [35].

Prieš tai aprašyti abu aktyvių sričių dizaino sprendimai yra baziniai principai grįsti dviejų kvantinių duobių atveju. Tačiau, taip pat egzistuoja trijų

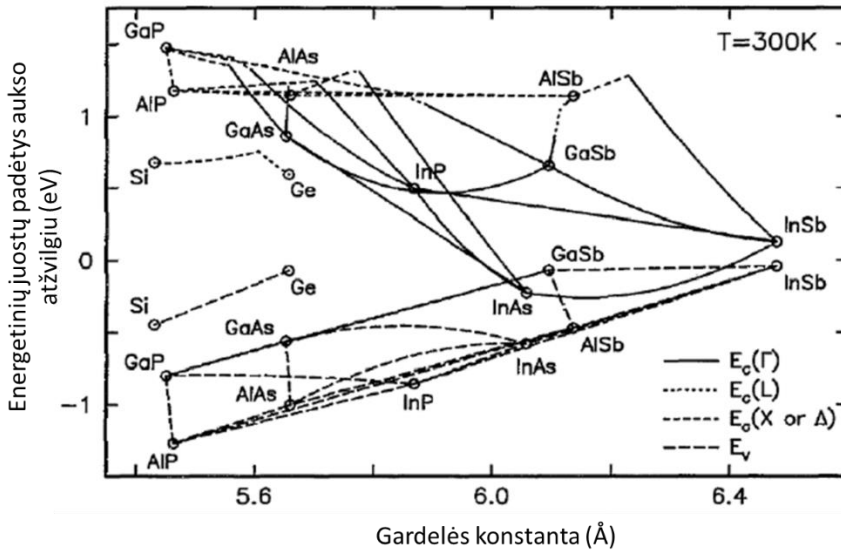
kvantinių duobių konfigūracija, kurioje trečia duobė yra skirta sukurti papildomą pojuostę žemiau apatinės aktyvaus perėjimo būsenos. Tai leidžia keisti likusių dviejų kvantinių duobių plotį aktyviojoje srityje, kas leidžia atskirti apatines būsenas per LO-fonono energiją. Dviejų optinių fononų rezonansas (1.7 pav.) pagerina depopuliaciją apatinėje lazerinio šuolio būsenoje, susilpnina šiluminius procesus ir gerokai pagerina QCL veikimo temperatūrinius parametrus [36].

Įdomu tai, kad galima naudoti abi dizaino strategijas vienu metu, keičiant kvantinių duobių konfigūraciją padidinant ar sumažinant aktyvaus perėjimo sužadintos ir apatinės būsenų persiklojimą. Tokiu būdu galima pasiekti pusiausvyrą tarp privalumų ir trūkumų, kuriuos turi vertikalūs ir įstrižo perėjimo schemos.

Taip pat yra dvi supergardenių pagrindu grįstos perėjimo schemos: čirpuotos supergardenės schema ir surištoji su kontinuumu (bound-to-continuum) schema. Pirmojoje, būsenų, dalyvaujančių lazeriniame šuolyje, banginė funkcija nėra lokalizuota vienoje kvantinėje duobėje, bet delokolazuota ir aktyvusis perėjimas vyksta tarp minijuostų [37]. Surištojoje su kontinuumu scheme, perėjimas vyksta tarp susietų būsenų pirmoje kvantinėje duobėje, tačiau žemutinės minijuostos padeda atlikti aktyvaus perėjimo žemutinės būsenos depopuliaciją, kas leidžia žymiai sumažinti τ_2 vertę [38]. Čirpuotos supergardenės perėjimo schema dažniausiai yra naudojama ilgųjų bangų emisijos atveju ir galima pasiekti net THz ruožą [39]. Kai tuo tarpu, surištoji su kontinuumu schema yra labiau universali ir gali būti naudojama kuriant tiek ilgųjų tiek trumpųjų bangų diapazone veikiančius lazerius.

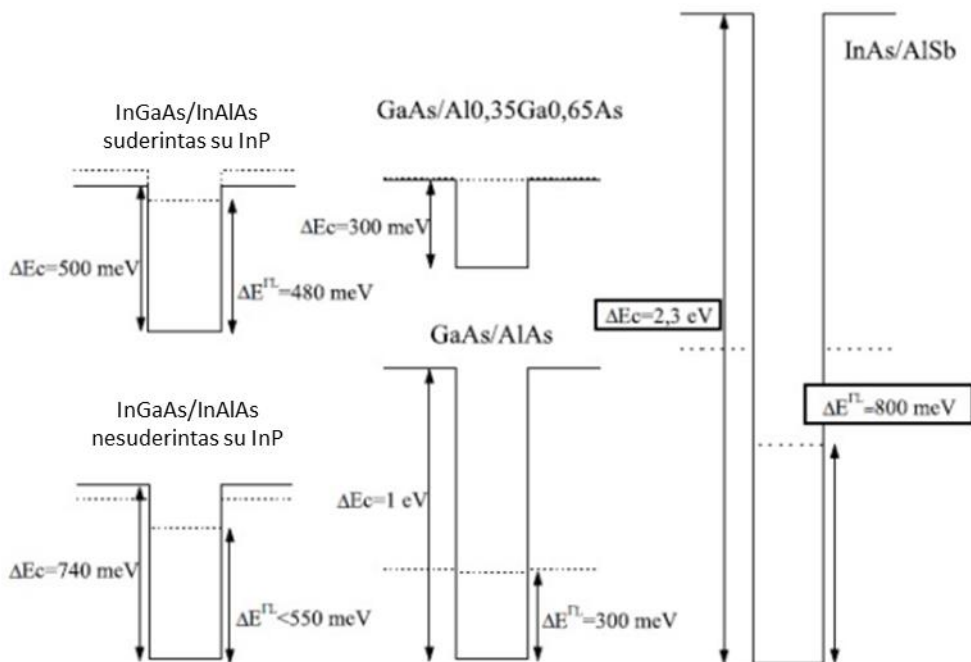
1.6. Medžiagų sistemos naudojamos gaminant QCL

Vienos iš geriausių medžiagų gaminant kvantinius kaskadinius lazerius yra III-V grupės elementai, tokie kaip, Ga, As, In, Al, Sb, Bi. Iš jų sudaromi trinariniai ir net keturnariai dariniai, tokie kaip InAlAsSb. Parenkant medžiagų sistemas vienas iš svarbiausių parametrų yra kristalinės gardenės konstanta (1.8 pav.), kuri įtaka pasireiškia QCL kristalinių sluoksnių auginimo metu. Norint išvengti kristalinės gardenės įtempimų, kurie gali lemti kristalinius defektus, kurie savo ruožtu mažina sistemos stiprinimą, gardenės konstantos visuose sluoksniuose ir auginamos struktūros srityse turi būti kiek įmanoma geriau suderintos. Didelis defektų tankis gali lemti aukštas slenkstines sroves, kurios blogina našumą [1] [12] [23].



1.8 pav. Skirtingų puslaidininkinių medžiagų energijų diagrama, nurodanti laidumo juostos padėtį ir valentinę juostą, sulygiuota su Fermi lygmens pozicija aukse [40].

Projektuojant trumpabangius QC lazerius, medžiagų sistemą geriausia yra rinktis pagal laidumo juostos pertrūkį ΔE_c tarp kvantinės duobės ir barjero medžiagos, nes tai leidžia pasiekti didesnes pojuostines energijas ir stipresnį pajuosčių atskyrimą. Tai taip pat leidžia pasiekti aukštesnes tarpjuostinių šuolių energijas. Didžiausia įmanoma tarpjuostinio šuolio energija dažniausiai neviršija pusės laidumo juostos atskyrimo energijos. Kita vertus, yra ir kitas ribojantis faktorius: šoninio slėnio buvimas, kuris apriboja didžiausią lazerio šuolio viršutinę būseną, o kartu ir didžiausią įmanomą fotono energiją. 1.8 pav. pavaizduoja skirtingų puslaidininkinių medžiagų energijų diagramas ir rodo laidumo juostos poziciją ir valentines juostas, sulygiuotas su Fermi lygmens pozicija aukse. Grupės iš Montpellier universiteto pasiūlytos InAs/AlSb medžiagų sistemos privalumas yra akivaizdus laidumo juostos kontrastas (*offset*) [10]. Nors laidumo juostos kontrastas yra 2.3 eV, tik maždaug 800 meV, kuriuos apibrėžia $\Gamma - L$ slėnių atskyrimas, galima naudoti pajuosčių valdymui. Nepaisant to, tai yra didžiausia vertė, lyginant su kitomis medžiagų sistemomis, kurios yra naudojamos QCL lazerių kūrimo (1.9 pav.).



1.9 pav. Skirtingų medžiagų sistemų, naudojamų QCL kūrimo, laidumo juostų kontrastai [41].

Kitas svarbus InAs/AlSb sistemos privalumas yra mažesnė efektinė elektronų masė lyginant su kitomis medžiagų sistemomis. Prieš tai buvusiuose skyriuose buvo aptarta, kad stiprinimo koeficientas smarkiai priklauso nuo elektronų efektinės masės ir yra proporcingas dipolinio elemento matricos kvadratui $|Z_{32}|^2$ ir atvirkščiai proporcingas elektronų gyvavimo laikui viršutinėje aktyvaus perėjimo būsenoje τ_3 . Tačiau, efektinė elektrono masė taip pat įtakoja perėjimo matricos elementą. Stiprinimo koeficientas yra proporcingas $(m^*)^{-3/2}$. Lentelė 1.1 nurodo elektronų efektines mases skirtingoms medžiagoms, kurios yra naudojamos QC lazerių kūrimo. Galime matyti, kad InAs medžiagos elektronų efektinė masė yra pati mažiausia. Tai leidžia pasiekti dvigubai didesnę stiprinimo koeficientą nei, kuris gaunamas $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{As}$ ir $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{Al}_{0.4}\text{In}_{0.6}\text{As}$ lazeriuose [42], kurie buvo užauginti ant suderintos gardelės InP padėklo ir netgi keturis kartus didesnę stiprinimą nei lyginant su GaAs/AlGaAs sistemomis.

Lentelė 1.1. Skirtingų medžiagų, naudojamų QCL gamyboje, elektronų efektinės masės.

Medžiaga	InAs	InGaAs	GaAs
Elektronų efektinė masė, m_0	0.023	0.043	0.067

InAs $m_e = 0,023m_0$, o $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ elektronų efektinės masės kitimas yra aprašomas formule:

$$m_e = 0.023 - 0.039x + 0.03x^2m_0. \quad (1.24)$$

Čia x yra Sb koncentracija. Matyti, kad didėjant Sb koncentracijai, elektronų efektyvioji masė mažėja [43], o tai lemia stiprinimo koeficiento didėjimą. Tokiu būdu stibio įterpimas į InAs arba InGaAs kvantines duobes galėtų stipriai padidinti šių medžiagų pagrindų veikiančių kvantinių kaskadinių lazerių našumą. Tačiau, dėl savo didelio atomo radiuso, Sb sunkiai įterpiamas į InAs gardelę, o InAs ir AlSb gardelės nėra pilnai suderintos. Tokiu būdu Sb įterpimas dar stipriau įtakos įtempimų akumuliacijai lazerių struktūroje ir įtakos morfologinių defektų formavimosi. Be visa ko, kadangi Sb atomai sudarko sąsajos tarp skirtingų sluoksnių paviršius, tai epitaksinis augimas tampa apsunkintas – perėjimai tarp sluoksnių nebūna tokie staigūs. Dėl šių stibidų savybių, ši medžiagų sistemą pradėta vis labiau tyrinėti ir taikyti. Galiausiai buvo perprasti optimaliausi molekuliniai pluoštelių epitaksijos auginimo parametrai šioms medžiagoms, kas netgi leido komercializuoti stibidines QCL sistemas. Tačiau, egzistuoja galimybė dar labiau išauginti QCL našumą – panaudoti bismidinę sistemą. Šiuo atveju bismidai - tai su bismutu praskiesti GaAs arba InAs junginiai. Bismutas ne tik, kad sumažina nespindulinę Ožė rekombinaciją bei siaurina draustinį energijų tarpą, tačiau hipotetiškai turėtų turėti dar mažesnę nei stibidai elektronų efektinę masę [44] [45]. Tačiau, kartu su bismidais ateina dar daugiau iššūkių. Bismutas, turėdamas dar didesnę atomo radiusą, dar sunkiau įsiterpia į GaAs ar InAs kristalinę gardelę. Be to, reikalingos žemos MBE auginimo temperatūros, kas lemia didesnę defektų tankį. Tai pat, nėra ištirta kaip kinta $\text{InAs}_{1-x}\text{Bi}_x$ darinių elektronų efektinė masė.

2. Šiluminiai spinduoliai

2.1. Šiluminių spinduolių taikymas

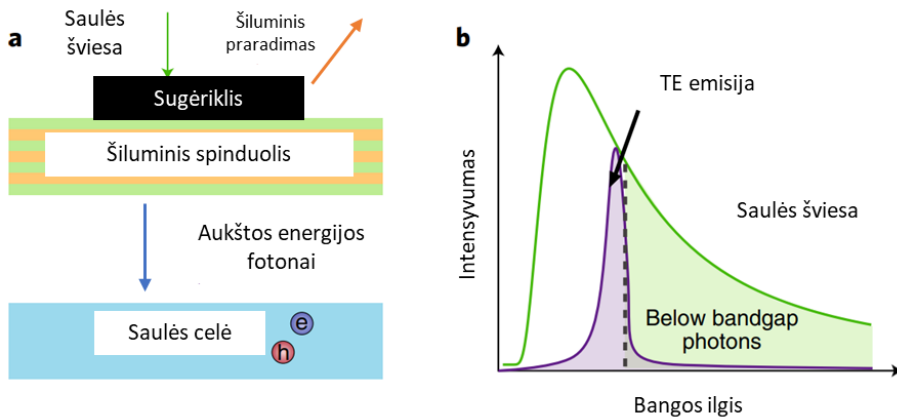
Nors dėl didelio intensyvumo, siauros emisijos (ypač vienos modos režime) bei kompaktiškumo kvantiniai kaskadiniai lazeriai yra vienas efektyviausių šviesos šaltinių Mid-IR spektrometrijoje bei optinėje komunikacijoje, tačiau tai ne visada yra racionaliausias pasirinkimas. QCL diodai dėl sudėtingos gamybos yra brangūs, turi ganėtinai žemą elektrinį našumą, kas sukelia terminių problemų, o tam tikrais atvejais, kai koherentiškumas nėra pageidaujamas, jie apskritai nėra tinkami panaudojimui. Pavyzdžiui, lazerinis žadinimo šaltinis medžiagų identifikavimo sistemoje sąveikaujant su plonais paviršiniais sluoksniais gali sukelti nepageidaujamus interferencinius reiškinius, kurie šviesos surinkimo ir detektavimo sistemą gali suklaidinti [46]. Kitais atvejais medžiagos šviesos sugerties juostos plotis gali būti platesnis arba palyginamas su emisijos spektro pločiu. Pavyzdžiui CO_2 pagrindinės sugerties juostos ties $4,25\ \mu\text{m}$ pusplotis yra apie $47,36\ \text{cm}^{-1}$ [47], o šiame darbe tiriamų spinduolių emisija būdavo siauresnė nei $50\ \text{cm}^{-1}$. Tad verta atsižvelgti į Mid-IR ruožą veikiančių, nekoherentinių spinduolių plotmę ir panagrinėti jų technologinius aspektus.

Šiluminė spinduliuotė su aštriomis emisijos smailėmis, ypač Mid-IR diapazone ($3\text{--}20\ \mu\text{m}$), šiuo metu yra ypač aktuali įvairiose srityse, pavyzdžiui, didelio efektyvumo infraraudonųjų spindulių jutimo [48] sveikatos stebėjimo [49] ir termofotoelektrovaros [50] [51]. Kaip yra žinoma, infraraudonųjų spindulių sugerties ir emisijos spektras yra plačiai naudojamas cheminio identifikavimo ir analizės metoduose. Taip pat, spektriškai selektyvūs šiluminiai spinduoliai taip pat turi svarbų vaidmenį termofotovoltinėse sistemose, kurios reikalaujama turėti siaurą emisijos piką, atitinkantį siaura fotovoltinių elementų sugerties juostą, tuo pačiu slopinant kitų dažnių spinduliavimą [51]. Be to, kontroliuojama šiluminė siauromis spektro savybėmis pasižyminti emisija yra svarbi infraraudonųjų spindulių ženklinimo [52], šiluminio vaizdo [53] [54], ir infraraudonųjų spindulių kamufliažo taikymuose ir atsakomosioms priemonėms, kaip ginkluotės IR jutiklių akinime [55].

Šiame darbe vienas iš pagrindinių nagrinėjamų šiluminių spinduolių taikymų yra energijos surinkimas ir perspinduliavimas. Kai kurie iš labiausiai technologiškai svarbių inžinerinių TE taikymų yra energijos konversijos srityje, įskaitant energijos surinkimą ir apšvietimą. Termofotovoltinės technologijos kad iš karštų objektų, naudodami TE, šilumą paverstų elektros

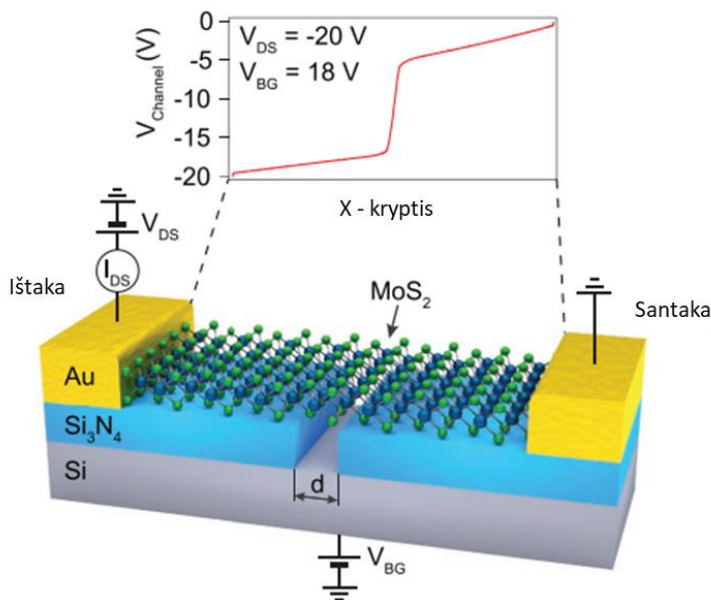
energija, naudoja fotovoltinius elementus (PV). Taip pat yra tiriamos tokios taikymo sritys kaip tiesioginė saulės energijos konversija [56], saulės šiluminės energijos saugojimas ir energijos gavimas [57], elektrinių ir vidaus degimo variklių atliekamos šilumos konversija [58], kombinuota šilumos ir elektros energijos gamyba [59] ir šiluminės spinduliuotės surinkimas iš Žemės [60].

Saulės energijos surinkimo srityje įprastinė fotovoltinė technologija turi keletą gerai žinomų trūkumų, dėl kurių efektyvumas yra gerokai mažesnis nei 95 %, ką teoriškai leidžia Karno naudingumo riba (apskaičiuota atsižvelgiant į temperatūrą Saulės ir Žemės temperatūrų skirtumą). Vienos jungties PV sugeria tik aukštesnių energijų, nei sugerties juostos, esantys fotonai. Be to, energijų skirtumas tarp fotonų energijos ir juostos sandūros energijos yra prarandamas šilumos pavidalu. Šie nuostolių mechanizmai kartu su papildomais nuostoliais dėl spindulinės rekombinacijos lemia, kad teorinis vienos sandūros fotovoltinių elementų efektyvumas nekoncentruotoje saulės šviesoje yra ~33 % (panašiai dviejų sandūrų elementų efektyvumas yra ~42 %, o trijų sandūrų - ~49 %). Šis apribojimas yra vadinamas Shockley-Queisserio riba [56]. Šią ribą, iš principo, galima įveikti naudojant saulės TPV. TPV pasiekę saulės fotonai pirmiausia yra sugeriami tarpiniame plačiajuosčiame absorberyje (arba sugėriklyje), kas pakelia jo temperatūrą, o tada ši energija yra nukreipiama į įprastinę fotovoltinę jėgainę, naudojant dažniui selektyvų šiluminį spindulolį (2.1 pav.) [61].



2.1 pav. A dalyje yra pavaizduota saulės termofotovoltinio įrenginio, sudaryto iš plačiajuosčio saulės absorberio, schema. B dalyje yra nurodyta šio absorberio spinduliuotės spektras juodo kūno spinduliuotės spektro atžvilgiu.

2.1 pav. (a) pavaizduotą principinę schema, kaip yra sudaryta TPV iš plačiajuosčio saulės energijos absorberio, selektyvus šiluminio spindulio (pavyzdžiui, vienmatis fotoninis kristalas) ir PV elemento. Naudojama ne saulės energija, o kitas šilumos šaltinis (pvz. šalutinė elektrinės šiluma), kuris pakeičia saulės šviesą. (b) dalyje paaiškinama, kaip didelę saulės energijos dalį, kurią sudaro fotonai, kurių energija yra mažesnė už tipinį (PV) sugerties juostos tarpą (1,1 eV siliciui), PV elementas nesugeria. Saulės TPV įrenginyje saulės energija paverčiama fotonais tiesiai virš PV juostos tarpo naudojant selektyvų šiluminį spindulį. 2.2 pav. pademonstruota reali, veikianti sistema ir ją sudarančios medžiagos, remiantis 2.1 pav. nurodyta schema [62].



2.2 pav. Veikiančio TPV prietaiso schema, kur MoS₂ naudojamas kaip šiluminis sugėriklis, o Si₃N₄ kaip fotoninis kristalas, kuris perspinduliuoja šviesą.

Šiame darbe, kuriant šiluminius spindulius, vienas iš keliamų tikslų buvo pasiekti šių spindulių emisijos smailės padėtį ties InSb sugerties juosta (atitiktų draustinių energijų tarpą kuri yra maždaug ties 0,17 eV arba 7,29 μm 300 K temperatūroje).

2.2. Šiluminių spindulių veikimo pagrindimas

Esant aukštesnei temperatūrai, medžiagos sudedamosios dalys, įskaitant elektronus ir atomų branduolius, turi kinetinę energiją. Šių krūvininkų judėjimas nuolat kinta dėl įvairių dalelių-dalelių sąveikos (pavyzdžiui, tarp

atominių susidūrimų), kas lemia srovės svyravimų atsiradimą. Šių svyruojančių srovių skleidžiama elektromagnetinė energija yra vadinama TE. Tiksliai TE prigimtis, įskaitant jų intensyvumą, spektrinį ir kampinį pasiskirstymą bei poliarizaciją, priklauso ne tik nuo spindulio temperatūros (lygtis 2.1), bet ir dėl jo optinių savybių.

Optiškai didelio objekto šiluminę spinduliuotę, esant temperatūrai T , galima apibūdinti per jos spektrinę spinduliuotę $L^l(\theta, \phi, \nu, T)$, apibrėžiamą kaip išspinduliuotą optinę galią ploto vienetui, erdvės kampo vienetui kryptimi (θ, ϕ) , dažnio vienetui esant dažniui ν , poliarizacijos būsenoje l . Galima gauti paprastą spektrinio spinduliavimo išraišką juodam kūnui, kurį laboratorijoje galima apytiksliai įsivaizduoti, kaip gaubtą su sugeriančiomis sienelėmis ir maža skylute, pro kurią šviesa gali patekti arba išeiti. Dar galima įsivaizduoti, kaip labai aukštos optinės sugerties struktūras, kurios slopina atspindį ir sklaidą, pvz., vertikaliai orientuotas anglies nanovamzdelių matricas. Tokio juodo kūno spektrinio spinduliavimo $L_{BB}(\nu, T)$ išraiška yra žinoma, kaip Planko dėsnis:

$$L_{BB}(\nu, T) = \frac{c}{4\pi} \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}. \quad (2.1)$$

Čia c yra šviesos greitis, h yra Planko konstanta, k_B – Bolcmano konstanta. Juodojo kūno spektrinis spinduliavimas nepriklauso nuo kampo ir poliarizacijos būsenos. (2.1) lygtis gali būti suprantama, atsižvelgiant, kad juodas kūnas yra šiluminėje pusiausvyroje su aplinkinių fotonu rezervuaru laisvoje erdvėje tokiu būdu, kad skleidžiamos energijos tankis sutaptu su rezervuaro energetiniu tankiu. Laisvoje erdvėje, fononų, su energija $h\nu$ būsenų tankis yra lygus $8\pi\nu^2/C^3$. Tuo tarpu pagal Bose–Einšteino statistiką, numatomas fotonų skaičius tam tikrame elektromagnetiniame režime esant dažniui ν , yra $e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1$. Koeficientas $c/4\pi$ yra susijęs su energijos tankiu ir spinduliuote. Atkreipkime dėmesį, kad (2.1) lygtis apibūdina juodo kūno emisiją į trimatę laisvą erdvę, ir gali būti apibendrinta emisijai į medžiagą su duotu lūžio rodikliu arba į erdvę su sutartiniu dimensijų skaičiumi [63] [64]. Pavyzdžiui, vienmatė Planko dėsnio versija apibūdina Johnson-Nyquist įtampos triukšmą, sukriamą srovei einant per rezistorių, esant baigtinei temperatūrai. Glaudų ryšį tarp TE ir Johnson-Nyquist triukšmo galima intuityviai suprasti įvertinus energijos balansą tarp patenkančios ant (ir

skleidžiamos spinduliuotės iš) antenos, prijungtos prie rezistoriaus esant baigtinei temperatūrai [65].

Suintegravus (2.1) lygtį per visus dažnius ir visus spinduliavimo kampus, gauname Štefano-Bolcmano dėsnį, kuris sieja bendrą apšvietą I su juodo kūno temperatūra T :

$$I = \left(\frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} \right) T^4. \quad (2.2)$$

Kai emisija vyksta į skaidrią dielektrinę terpę, bendra skleidžiama galia proporcinga vidutiniam laidumui dėl pakitusio fotoninių būsenų tankio aplinkoje. Suintegravus vienos dimensijos Planko dėsnį, kuris aprašo Johnson-Nyquist triukšmą, gaunamas vienos dimensijos Štefano-Bolcmano dėsnis, kuris aprašo bendrą galią, kurią generuoja šiluminis triukšmas trumpo jungimo rezistoriuje:

$$P = \left(\frac{\pi k_B^2}{3\hbar T^2} \right). \quad (2.3)$$

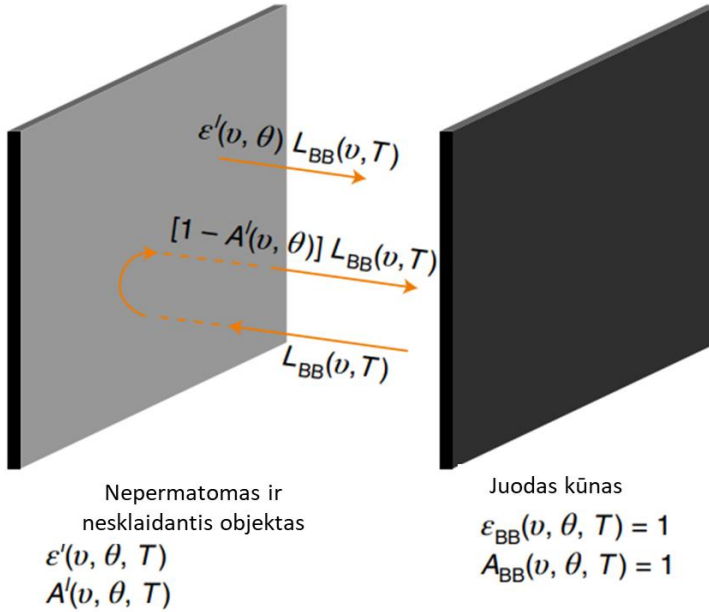
Bet kurio tikroviško objekto TE spektras skiriasi nuo juodo kūno spektro. Naudojant įvairius metodus, galima apskaičiuoti TE abu artimojo ir tolimojo lauko režimus iš spindulių su sutartiniu temperatūros pasiskirstymu ir optiniais atsakais. Tolimame lauke ir esant tiksliai apibrėžtai temperatūrai T , skaičiavimus galima supaprastinti naudojant spinduliuotės sąvoką $\varepsilon^l(v, \theta, \phi, T)$, apibrėžiama kaip santykį tarp TE spektrinio spinduliavimo nuo objekto iki juodo kūno:

$$\varepsilon^l(v, \theta, \phi, T) = \frac{L^l(v, \theta, \phi, T)}{L_{BB}(v, T)}. \quad (2.4)$$

Juodam kūnui, $\varepsilon^l(v, \theta, \phi, T) = A^l(v, \theta, \phi, T) = 1$, kur $A^l(v, \theta, \phi, T)$ yra sugertis (*absorptivity*). Sutartinai abipusiam objektui, spinduliavimas ir sugertis yra vienodi ir aprašomi Kirchhofo terminės spinduliuotės dėsniu:

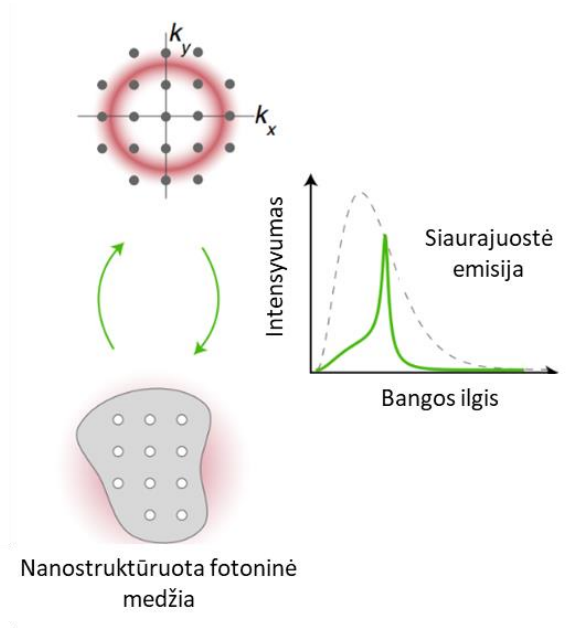
$$\varepsilon^l(v, \theta, \phi, T) = A^l(v, \theta, \phi, T). \quad (2.5)$$

Kirchhoffo dėsnis aprašo tiesioginį ryšį tarp optinės sugerties ir TE, ir tai galima suprasti per įsivaizduojamą eksperimentą, kuris pademonstruotas 2.3 pav.



2.3 pav. Schema aprašanti energijų pusiausvyrą pagal Kirchhoffo dėsnį [61].

Du objektai esantys tos pačios temperatūros T yra išdėstyti vienas priešais kitą – vienas juodas kūnas ir vienas apibrėžtas tam tikra sugertimi A ir emisija ε . Čia darome prielaidą, kad objektai yra nepermatomi ir nesklandantys, nors šias prielaidas galima sušvelninti nepažeidžiant išvadų. Kadangi, dviejų objektų temperatūra yra tokia pati, grynosios energijos srauto negali būti tarp jų, todėl susidaro tikslus spinduliavimo ir sugerties balansas. Išspinduliuojančių, atspindėtų ir sugertų komponentų balansas atitinka Kirchhoffo dėsnį. Tiesioginis ryšys tarp objekto emisijos ir sugerties (2.5 lygtis) yra pagrindinis rezultatas, kuris leidžia kurti TE naudojant nanofotonines struktūras (2.4 pav.). Tai realizuojama, nes norint išlaikyti energijų balansą, 2.5 lygties dėmenys ν, θ, ϕ, T turi būti parinkti proporcingi. Turima omeny, jei skiriasi temperatūros (vienoje pusėje aukštesnė, o kitoje – žemesnė), tai turi atvirkščiai skirtis spinduliuotės dažnis arba kryptis ar poliarizacija. Manipuliuodami šiais parametrais, galima suprojektuoti tokią TE sistemą, kuri sugertų plataus spektro juodo kūno spinduliuotę iš makro matmenų objekto, tačiau turėdama su bangos ilgiu palyginamus matmenis, išspinduliuotų siaurą spektrą, kaip kad pavaizduota 2.4 pav.



2.4 pav. Terminė spinduliuotė iš nanostrukturizuotos medžiagos su nuo dažnio priklausančia sugertimi, kuri gali turėti ypač siaurą emisijos smailę, palyginus su juodo kūno spinduliuote [61].

2.3. Drūdės modelis ir plazmos rezonansas

Šiame darbe nagrinėjamų šiluminių spindulių veikimas yra glaudžiai susijęs su plazmos rezonansu. Taip pat, verta nepamiršti, kad plazmos rezonansas yra naudojamas ir QCL technologiniame procese, kai reikia patikrinti puslaidininkio legiravimo laipsnį. Norint tinkamai suprasti plazmos rezonansą ir jo įtaką, reikia išnagrinėti Drūdės modelį, pradedant metalams ir baigiant puslaidininkiams.

Drūdės modelis, taip pat žinomas kaip Drude-Lorentz modelis dėl savo analogijos su Lorentz osciliatoriaus modeliu, klasikiniu būdu prognozuoja laisvųjų krūvių dujų dielektrinę funkciją ir elektrinį laidumą, randamą metaluose ir legiruotuose puslaidininkiuose. Metale laidumo elektronai gali laisvai judėti. Kai per metalą sklinda elektromagnetinė banga, jos osciliuojantis elektrinis laukas $E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$ tuos elektronus veikia jėga, todėl dalelės poslinkis $x(t)$ iš pradinės padėties paklūsta šiai judėjimo lygčiai:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = qE - \gamma m \frac{dx}{dt}. \quad (2.6)$$

Čia m ir q yra didesnės už nulį ir yra elektrono masė ir krūvis. Pirmasis narys yra trečiasis Niutono dėsnis, o paskutinis narys reiškia slopinimo jėgą, lėtinančią elektronų greitį γ . Iš anksto numatant galimą sprendimo formą, galima įterpti $x(t) = x_0 e^{-i\omega t}$ ir izoliuojant poslinkį x , randame:

$$x(t) = x_0 e^{-i\omega t} = -\frac{qE}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (2.7)$$

Poliarizacijos tankis $P(t)$ yra aprašomas lygtyje 2.8. Atkreipkite dėmesį, kad dipolio momento vektorius p apibrėžiamas, kaip nukreipiantis iš neigiamo į teigiamą, o elektrinis laukas E pereina iš teigiamo į neigiamą. Laikant, kad N yra metalo elektronų tankis, tada:

$$P(t) = Np(t) = Nqx(t) = -\frac{Nq^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} E(t). \quad (2.8)$$

Elektrinio poslinkio laukas $D(t)$ yra toks, kur skliausteliuose esanti išraiška yra medžiagos dielektrinė funkcija ϵ_r :

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 \left(1 - \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m \omega^2 + i\gamma\omega} \right) E = \epsilon_0 \epsilon_r E. \quad (2.9)$$

Iš čia, mes apibrėžiame plazmos dažnį ω_p , ties kuriuo laidininkas rezonuoja, sukeldamas vadinamuosius elektronų tankio plazmos virpesius (Langmuiro bangas):

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (2.10)$$

Atsižvelgus į lygtį 2.8, matome, kad:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m}}. \quad (2.11)$$

Tarkime, kad $\gamma = 0$, tada mes galime identifikuoti tris įdomius scenarijus, kaip keičiasi ε_r :

- jei $\omega < \omega_p$, tai $\varepsilon_r < 0$, vadinasi, lūžio rodiklis $\sqrt{\varepsilon_r}$ yra menamas, lemiantis aukštą sugertį ir atspindį (dėl didelio kompleksinio rodiklio skirtumų tarp terpių);
- jei $\omega = \omega_p$, tai $\varepsilon_r = 0$, kas lemia savaiminius plazmos svyravimus;
- jei $\omega > \omega_p$, tai $\varepsilon_r > 0$, vadinasi, lūžio rodiklis $\sqrt{\varepsilon_r}$ yra realus ir asimptotiškai artėja į 1, kas lemia didelį skaidrumą ir silpną atspindį.

Daugeliui metalų ω_p yra ties ultravioletiniu diapazonu, dėl ko metalai mums atrodo blizgantys. Tačiau, realybėje elektronų greitis $\gamma > 0$, dėl ko atspindys visada yra šiek tiek mažesnis, kai $\omega < \omega_p$.

Drūdės modelis taip pat leidžia apskaičiuoti metalo laidumą. Mes jau turime $x(t)$ išraišką, kurią mes diferencijuojame, norėdami gauti greitį $v(t)$:

$$v(t) = \frac{dx}{dt} = -i\omega x = \frac{i\omega qE}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} = \frac{qE}{m(\gamma + i\omega)}. \quad (2.12)$$

Matome, kad vidutinis srovės tankis $J(t)$ yra:

$$J(t) = Nqv(t) = \sigma E(t). \quad (2.13)$$

Čia $\sigma(\omega)$ yra kintamosios srovės laidumas:

$$\sigma(\omega) = \frac{\gamma\sigma_0}{\gamma + i\omega}. \quad (2.14)$$

kuris priklauso nuo nuolatinės srovės laidumo σ_0 :

$$\sigma_0 = \frac{Nq^2}{\gamma m}. \quad (2.15)$$

Taip pat, reikia nepamiršti, kad γ parodo ir trintį. Tiksliau, Drūdė manė, kad elektronai dažnai susiduria su kliūtimis, kiekvieną kartą iš naujo nustatydami jų impulsą į nulį. Tokiu atveju, v turėtų būti aiškinamas kaip vidutinis daugelio elektronų dreifas jų ansamblyje. Vidutinis laikas tarp tų susidūrimų yra impulso sklaidos laikas $\tau = 1/\gamma$, tai:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1-i\omega\tau}. \quad (2.16)$$

ir

$$\sigma_0 = \frac{Nq^2\tau}{m}. \quad (2.17)$$

Apibrėžus visus šiuos dydžius, dielektrinė funkcija $\varepsilon_r(\omega)$ gali būti perrašyta taip:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\varepsilon_0\omega}. \quad (2.18)$$

Puslaidininkio legiravimas įveda laisvuosius elektronus (n tipo legiravimas) arba laisvąsias skyles (p tipo legiravimas), kurios gali būti traktuojamos kaip laisvieji krūvininkai, judantys per medžiagą, todėl šiuo atveju Drude modelis irgi yra aktualus. Pradžiai, reikia krūvininkų tikrąsias mases m pakeisti efektinėmis masėmis m^* , kurios yra randamos iš medžiagos elektroninių juostų struktūros. Be to, puslaidininkiai jau turi didelę vidinę (*intrinsic*) dielektrinę funkciją ε_{int} prieš legiravimą. Tad, poslinkio laukas $D(t)$ tampa:

$$D = \varepsilon_0 E + P_{int} + P_{free} = \varepsilon_0 \varepsilon_{int} E - \frac{Nq^2}{m^*(\omega^2 + i\gamma\omega)} E = \varepsilon_0 \varepsilon_r E. \quad (2.19)$$

Čia P_{int} yra vidinė poliarizacija prieš legiravimą ir P_{free} yra išraiška iš 2.8 lygties metalams. Dielektrinės skvarbos funkcija $\varepsilon_r(\omega)$ yra lygi:

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{int} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right). \quad (2.20)$$

Čia plazmos dažnis ω_p yra iš naujo apibrėžiamas, kad apimtų ε_{int} :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_{int} m^*}}. \quad (2.21)$$

Plazmos dažnio ω_p reikšmė yra tokia pat kaip ir metalams, tačiau laisvųjų krūvininkų tankis N dažniausiai būna gerokai mažesnis puslaidininkiams, tad ω_p dažnu atveju būna infraraudonajame spektro ruože nei ultravioletiniame. Taip pat, vietoj $\varepsilon_r \rightarrow 1$, kai $\omega \rightarrow \infty$, kaip metalams, dabar $\varepsilon_r \rightarrow \varepsilon_{int}$. Tam tikru momentu $\varepsilon_r = 1$ ir atspindys tampa nuliniu. Tai nutinka, kai:

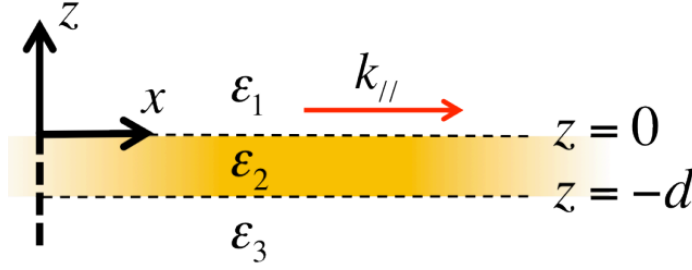
$$\omega^2 = \frac{\varepsilon_{int}}{\varepsilon_{int} - 1} \omega_p^2. \quad (2.22)$$

Jei krūvininkų tankis N ir vidinė dielektrinė skvarba ε_{int} yra žinomos, tai eksperimentiniu būdu galima nustatyti efektinę masę m^* , išmatavus ties kuriuo plazmos dažniu medžiagos atspindys tampa nulinis [66] [67].

2.4. Epsilon-near-zero moda

Jau kuris laikas yra žinoma, kad ploni sluoksniai, pagaminti iš metalų, legiruotų puslaidininkių arba polinių medžiagų, gali pasižymėti paviršiniais plazmoniniais arba fononiniais poliaritonais (SPP) [68]. Plonuose sluoksniuose, kurių storis yra gerokai mažesnis už bangos ilgį, buvo pastebėta taip vadinama „Epsilon-near-zero“ arba ENZ moda. 2012 m. buvo pirmą kartą pranešta apie šio fenomeno, kai elektromagnetinė moda (*Mode*), sklindanti plonu dielektriniu sluoksniu, nusodintu ant metalinės plėvelės, tam tikru dažniu taip, kad dielektrinis laidumas išnyksta [69], egzistavimą

Norint geriau suprasti kaip veikia ENZ moda, pirmiausia reikia įsivaizduoti trijų sluoksnių sistemą (2.5 pav.):



2.5 pav. Plono sluoksnio geometrinė schema. Tarpinis sluoksnis ir aplinkinės pusiau begalinės terpės pasižymi jų dielektrinėmis konstantomis ϵ_2 , ϵ_1 ir ϵ_3 atitinkamai [70].

Sluoksnis su storiu d ir santykiine skvarba ϵ_2 yra apsuptas dviem, pusiau begaliniais regionais, kurių dielektrinės konstantos yra ϵ_1 ir ϵ_3 . Paprastumo dėlei ir norint suprasti esminę fiziką, įsivaizduokite plazmoninį sluoksnį, kurio dielektrinę konstantą aprašo paprastas Drūdės modelis, adaptavus lygtį 2.20:

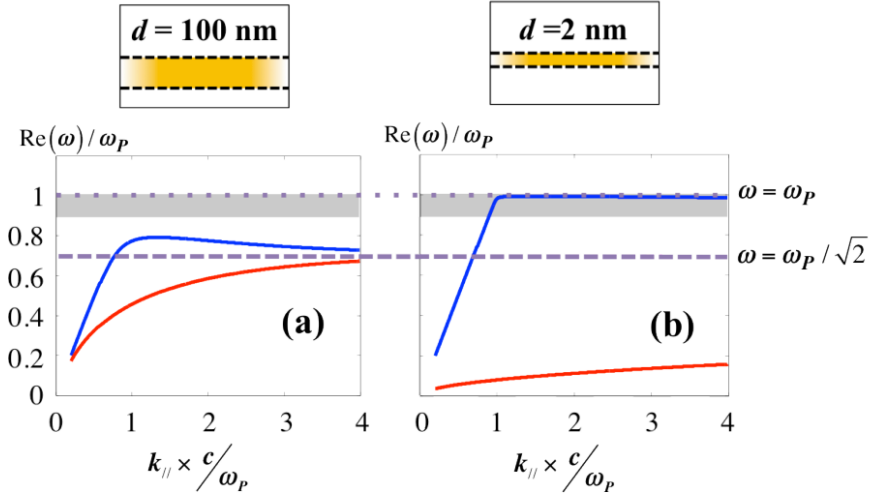
$$\epsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (2.23)$$

Šiuo atveju, šis sluoksnis yra apsuptas laisva erdve ($\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1$). Sluoksnio dielektrinė konstanta gali išnykti, kai kampinis dažnis yra artimas plazmos rezonanso dažniui ir tai suteikia galimybę stebėti ENZ modą. Moda yra apibūdinama skersiniu bangos vektoriumi $k_{//}$ komponente ir kampiniu dažniu ω , kurie tenkina lygtį:

$$1 + \frac{\epsilon_1 k_{z3}}{\epsilon_3 k_{z1}} = i \tan(k_{z2} d) \left(\frac{\epsilon_2 k_{z3}}{\epsilon_3 k_{z2}} + \frac{\epsilon_1 k_{z2}}{\epsilon_2 k_{z1}} \right). \quad (2.24)$$

Čia $k_{zi}^2 = \epsilon_i \frac{\omega^2}{c^2} - k_{//}^2$ ir k_{zi} yra bangos vektoriaus išilginė sudedamoji dalis terpėje $i = 1, 2, 3$. Yra pasirenkama išspręsti modas, naudojant realias $k_{//}$ vertes ir kompleksines ω vertes. Ploname sluoksnyje, kurio storis yra palyginamas arba plonesnis už krentančios šviesos bangos ilgį, gali egzistuoti dvi apribotos modos. Šios modos yra žinomos, kaip trumpo ir ilgo nuotolio paviršiaus plazmonai.

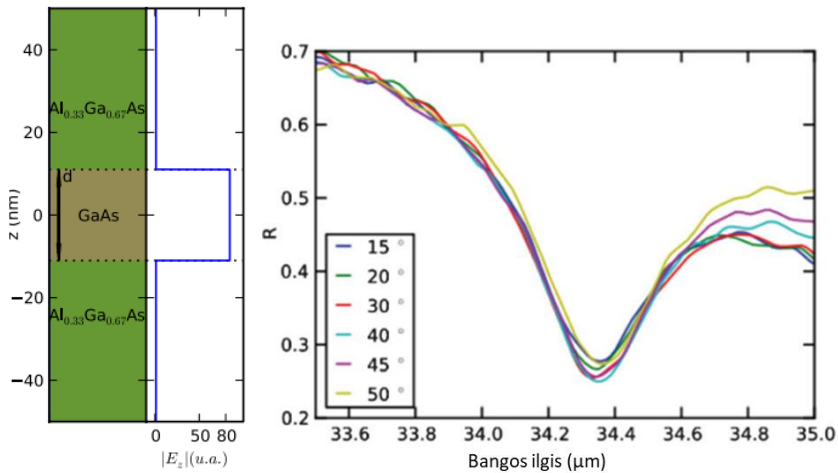
Norėdami įvertinti šių modų dispersijų sąryšį, galime pasitelkti S. Campione grupės pateiktu pavyzdžiu 2.6 pav.:



2.6 pav. Dispersijų sąryšis (tik realioji dalis) trumpo (raudona linija) ir ilgo (mėlyna linija) nuotolio paviršiaus plazmonams, esant dviem skirtingiems sluoksnių storiams [70].

Matome, kad esant dviem skirtingiems storiams ir pasirinkus vertes $\omega_p = 10000 \text{ cm}^{-1}$, kas atitinka plazmos bangos ilgį $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p = 1 \text{ }\mu\text{m}$. (bangos ilgis ties kuriuo išnyksta sluoksnio dielektrinė konstanta) ir $\gamma = 100 \text{ cm}^{-1}$. Matome, kad kai storis yra gerokai mažesnis nei bangos ilgis (*skin depth*) ir siekia apie 100 nm, tolimojo paviršiaus plazmono dispersija pasiekia plazmos dažnį, kuriam dielektrinė konstanta išnyksta. Apie šį dažnį, z ašies elektrinio lauko komponentės tampa drastiškai didelės, palyginus su palei paviršiu esančiomis komponentėmis. Šis ypatingas elgesys, atsirandantis dėl labai mažos dielektrinės konstantos vertės, verčia mus vadinti ENZ modos ilgo nuotolio paviršiaus plazmonu šioje dispersijos srityje.

Nors naudojant metalines plėveles yra pakankamai nesunku pasiekti ENZ modų atsiradimą [69], tačiau ten nėra akivaizdus šių modų praktinis panaudojimas. Tačiau, naudojant puslaidininkines sistemas, kur yra lengviau kontroliuoti laisvųjų krūvininkų koncentraciją, galima geriau pamatyti šių modų praktinį pasireiškimą, ypač sustiprinant sugertį (2.7 pav.).



2.7 pav. Pirmasis paveikslas - $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ sluoksnio geometrija. Antrasis – šio sluoksnio sugertis, susidariusi dėl ENZ modos pasireiškimo [71].

Vassant grupė pademonstravo (2.7 pav.), kaip ENZ moda sukelia stiprų lauko sustiprinimą, kas lėmė didelę sugertį visa labo 22 nm storio sluoksnyje, kuris yra 1560 kartus plonesnis už kritusios į jį šviesos bangos ilgį.

2.5. Berreman reiškiny

Beremano moda, dar žinoma kaip Beremano efektas, yra optinis reiškiny, atsirandantis, kai poliarizuota šviesa praeina per anizotropinę terpę, kuri pasižymi skirtingomis optinėmis savybėmis, priklausomomis nuo šviesos sklaidimo krypties. Beremano moda apibūdina specifines šviesos poliarizacijos būsenas, kurios gali egzistuoti tokioje terpėje. Šis reiškiny buvo atrastas dar 1963 m. Berreman'o [72]. Šis reiškiny svarbus TE prietaisų dizainui, nes tai sukuria IR ruože labai stiprias sugerties juostas, kurias lemia paviršiaus fononų-poliaritonų modos oro-dielektriko sandūroje.

Anizotropinėse medžiagose lūžio rodiklis kinta priklausomai nuo šviesos sklaidimo krypties. Šią anizotropiją gali sukelti įvairūs veiksniai, tokie kaip kristalų struktūra arba molekulinė orientacija. Beremano režimo analizė ypač aktuali tiriant skystuosius kristalus, dvejopą lūžį ir kitas optiškai anizotropines medžiagas.

Beremano efektas atsiranda, kai šviesa kampu patenka į sąsają tarp dviejų anizotropinių terpių. Praleidžiamos šviesos poliarizacijos būseną gali paveikti tiek krintančios, tiek perduodamos terpės anizotropinės savybės.

Analizė apima ribines sąlygas sąsajoje, atsižvelgiant į anizotropinius lūžio rodiklius ir sklaidimo kryptį. Beremano modos yra galimi elektrinio lauko pasiskirstymo anizotropinėje terpėje sprendimai [69].

Ryšys tarp Berremano modų ir ENZ medžiagų atsiranda tada, kai anizotropinės medžiagos savybės lemia efektinį pralaidumą, kuris artėja prie nulio tam tikra kryptimi arba tam tikroms poliarizacijoms. Tokiais atvejais medžiagos elgesys gali priminti ENZ medžiagą. Tai leidžia našiau valdyti šviesą. Kalbant apie ENZ medžiagas, beveik nulinis ϵ gali sukelti neįprastus optinius efektus, pvz., sulėtinti šviesą arba sustiprinti lauko lokalizaciją. ENZ medžiagos optinės sugerties savybės gali priklausyti nuo poliarizacijos, o tai reiškia, kad skirtingos šviesos poliarizacijos gali turėti skirtingą sugerties lygį. Šis poliarizacijos jautrumas yra medžiagos anizotropinio pobūdžio rezultatas [73].

Pagrindinės Berreman reiškinių išvados, kurios labiausiai praverčia šiame darbe yra ypatinga sugertis IR ruože ir poliarizuotos šviesos emisija, kuri ir buvo pastebėta vystant šiluminius spinduolius.

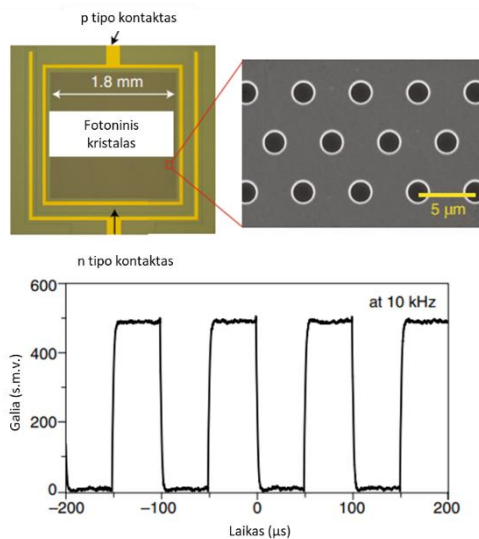
2.6. Šiluminių spinduolių formavimo metodai

Čia apibendriname įvairius technologinius būdus, kaip pasiekti siaurajuostę, kryptingą ir (arba) poliarizuotą šiluminę emisiją, ir aprašome būdus, kaip įgalinti dinaminį derinimą.

Norėdami sėkmingai pakeisti QCL prietaisus šiluminiais spinduoliais, pastarieji turi tenkinti modernių fotonikos ir optikos įrankių bei metodų reikalavimus, tokius kaip emisijos spektro valdymas, kryptingumas bei poliarizacija. Vienas paprasčiausių būdų, kaip sukurti siaurajuostį TE, yra suprojektuoti emitterį, kurį sudaro vienalytė medžiaga, turinti siaurajuostį optiškai aktyvų rezonansą su dideliu osciliatoriaus stipriu, kas lemia siauras sugerties ir/arba spinduliavimo smailes. Tokių vienalyčių medžiagų pavyzdžiai yra, bet neapsiriboja, poliniais dielektrikais, tokiais kaip SiC, su emisija Mid-IR ruože. Retųjų žemių oksidai, tokie kaip erbio oksidas ir iterbio oksidas, su emisija VIS ir NIR diapazone. Kvantinė sąsprauda nano matmenų struktūrose taip pat gali būti naudojama siauram rezonansui pasiekti. Pavyzdžiai apima individualius (arba labai vienalyčius) anglies nanovamzdelius, iš kurių gali spinduliuoti siaurajuostė TE emisija, kurios ruožas gali svyruoti nuo VIS ir Mid-IR ruožų, dėl tarpjuostinių šuolių [74]. MQW su siaurais tarpjuostiniais perėjimais ir atomiškai ploni puslaidininkiai, tokie kaip MoS2 [75]. Jei reikalingas selektyvus emitteris su pageidaujamu

laipsnišku spinduliavimo koeficientu, galima naudoti daugiau vienalyčių burių medžiagų, įskaitant kompozitines medžiagas, tokias kaip kermetai ir metalai, kurie viršija plazmos dažnį [61].

Dinaminį valdymą taip pat galima pasiekti be (arba naudojant kaip papildomą priemonę) temperatūros moduliavimo, naudojant nuo laiko priklausomą emisiją. Spinduliavimas gali būti reguliuojamas naudojant medžiagas, kurias galima derinti keičiant įtampą [76], naudojant temperatūros pokyčius arba deformaciją bei kitus metodus. Ankstyvosiose derinamose TE sistemose buvo naudojamos elektrochrominės medžiagos, tokios kaip volframo trioksidas ir nikelio oksidas [77]. Visai neseniai, elektrinis spinduliuotės valdymas buvo pademonstruotas naudojant krūvininkų tankio derinimą uždareme kvantiniame šulinyje, esančiame arti paviršinių struktūrų [78]. Panašus dizainas, sujungiantis aukštos kokybės fotoninį kristalą su uždara kelių kvantinių šulinių struktūra leido pasiekti 600 kHz moduliacija siaurajuoste TE (2.8 pav.) [79]. Ši koncepcija buvo išplėsta iki rezonansinių grafeno antenų, kur plazmoninis grafeno atsakas buvo moduluojamas per užtvarą, bei panaudojant valdomo legiravimo puslaidininkius.

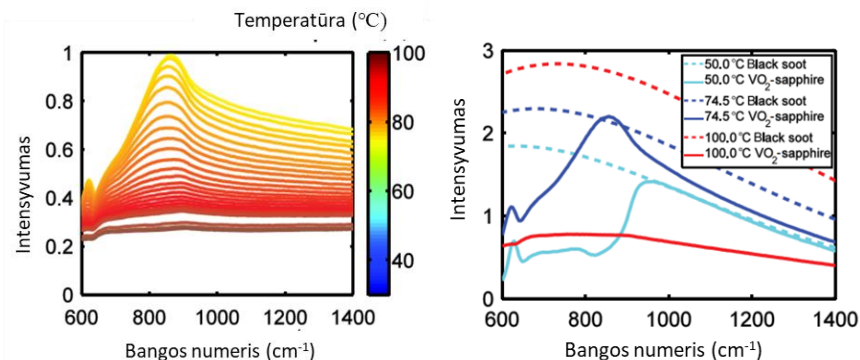


2.8 pav. Viršuje: dinaminis šiluminis spinduolis, pagrįstas p–i–n GaAs diodu, turinčiu dvimatį fotoninių kristalų sluoksnį ir GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As kaip kvantinius šulinius. TE moduliavimas pasiekiamas naudojant spinduliuotę, kurią kontroliuoja kvantinių šulinių užtūrų įtampa. Apačioje: TE spinduliavimo galios kitimas, kai moduliacijos dažnis yra 10 kHz [79].

Vienas iš dar galimų metodų yra pilnai optinis emisijos valdymas, naudojant foto krūvininkus. Neseniai atliktas darbas [79] parodė galio

arsenido (GaAs) paviršinės spinduliuotės moduliavimą nanosekundiniame režime, kurį įgalino daug trumpesnės GaAs laisvųjų krūvininkų gyvavimo laikas palyginti su siliciu. Panašiai galima moduluoti cinko oksido sluoksnius, nors ir daug lėtesniu greičiu.

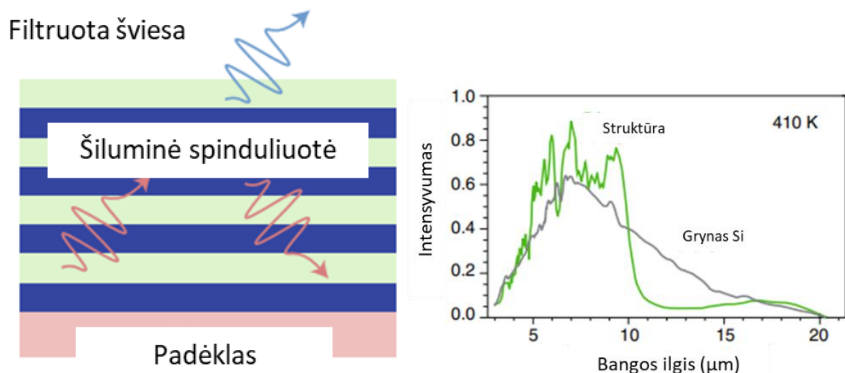
Emisiją taip pat galima valdyti naudojant medžiagas, kurios patiria didelius grįžtamuosius savo optinių savybių pokyčius, kurie priklauso temperatūros, kai spinduliuotė yra žadinamas su šiluma. Taip galima valdyti emisijos intensyvumą. Tačiau, literatūroje yra naudojami kiek kitokie šiluminio moduliavimo metodai. Vienas iš aktualių pavyzdžių yra germanio, stibio ir telūro (GST) struktūros, kurios gali egzistuoti amorfinėse ir kristalinėse fazėse ir gali būti perjungiamas pirmyn ir atgal per greitą ir lėtą atkaitinimą [80]. GST buvo integruotos į struktūras, kuriose yra plazmoninės antenos ir plonos plėvelės, todėl kiekvienu atveju pasikeičia spinduliuotė, atitinkanti GST fazės perjungimą. Panašiai ir medžiagos su elektroniniais fazių perėjimais gali būti naudojami spinduliuotės kontrolei. Pavyzdžiui, vienu metu vykstanti struktūrinės ir elektroninės fazės perėjimas vanadžio dioksido (VO_2) lemia didelį pokytį optinėse konstantose per perėjimą, ir buvo naudojamas realizuoti struktūras, kurių emisija buvo reguliuojama keičiant temperatūrą, įskaitant kai kuriuos su neigiamu diferenciniu TE (emisija mažėja kylant temperatūrai) (2.9 pav.) [81]. Pastaruoju metu TE valdymui vis dažniau yra naudojamas laipsniškas, bet vis dėlto didelis, elektroninis fazių perėjimas samariumo nikeliate (SmNiO_3).



2.9 pav. Vanadžio oksido ant safyro padėklo TE. Pirmame paveiksle matoma priklausomybė nuo žadinimo temperatūros, o antrame - spektro palyginimas su juodo kūno (suodžiai) spektru. Abiejuose spektruose matoma neigiama diferencinė TE [81].

Prieš tai minėti valdymo mechanizmai turi papildomą trūkumą - jie pernelyg smarkiai priklauso nuo tūrinių medžiagų savybių ir norint jas keisti,

reikia keisti visą medžiagų sistemą, kas galiausiai gali atsiremti į tam tikrus fundamentinius apribojimus. Lankstesnis būdas valdyti TE yra naudoti medžiagos ir struktūrinių optinių rezonansų derinį, siekiant sustiprinti ir (arba) slopinti spinduliavimą. Pavyzdžiui, optinė interferencija, naudojant kelių sluoksnių pusiau pralaidžias plėveles, leidžia kontroliuoti emisijos smailės padėtį ir amplitudę bei absorbcijos smailės. Tai leidžia pasiekti siaurą juostą TE. Fotoniniai kristalai taip pat gali iš esmės kontroliuoti TE pralaidumą. Pavyzdžiui, sutrumpintas vienmatis arba trimatis fotoninis kristalas gali būti dedamas ant paviršinio sluoksnio ir tarnauja kaip pasyvus filtras, atspindintis TE esant tam tikriems fotoninės juostos dažniams (2.10 pav.).

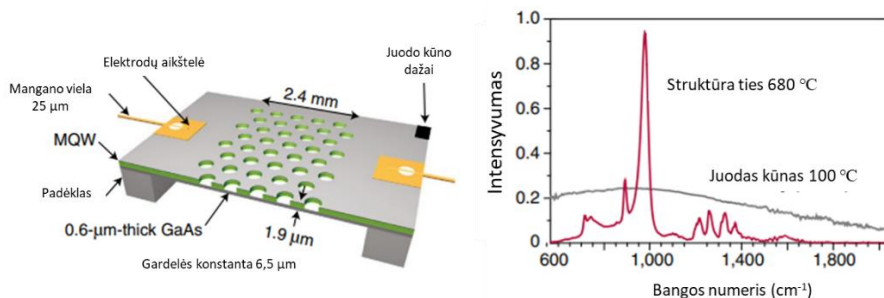


2.10 pav. Pasyvaus dielektrinio filtro naudojimas, siekiant gauti selekcinę šiluminę emisiją. Pirmajame paveiksle – struktūros dizainas, antrajame – emisijos spektras [82].

Emiteris taip pat gali būti įtrauktas į patį fotoninį kristalą arba nupjautas fotoninis kristalas gali būti dedamas tam tikru atstumu aukščiau spinduliuojančio sluoksnio, taip sudarant ertmę, dėl kurios padidėja spinduliuotė, esant rezonansiniam dažniui.

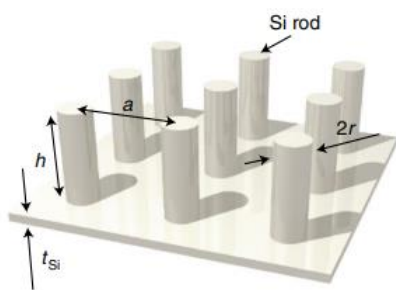
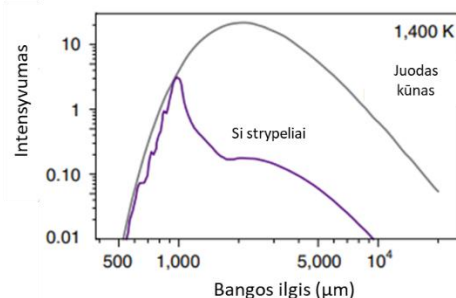
Kitas ypač svarbus metodas TE prietaisų formavimui yra metamedžiagų ir paviršinių struktūrų panaudojimas. Tam tikslui pasiekti, pradžiai reikia pasitelkti kritinį susiejimą (*critical coupling*). Pagal Kirchhofo dėsnį, spinduliuotės intensyvumo padidėjimas iš struktūros, yra proporcingas jos sugerties didėjimui ir atspindžio, pralaidumo ir sklaidos mažėjimui – tai klasikinė optikos ir elektromagnetizmo problema. Ypač naudinga priemonė šiame kontekste yra kritinio susiejimo samprata. Bet kurią tiesinę elektromagnetinę sistemą galima apibūdinti modų, kiekvienai kurių yra būdingas spindulinis γ_{rad} ir ne spindulinis γ_{nr} lėtėjimo greitis, rinkiniu. Pirmasis yra greitis, kuriuo energija iš modos yra spinduliuojama į aplinką, o

pastarasis yra energijos absorbcijos greitis. Vienos modos sistemoje, ideali absorbcija atsiranda esant rezonansiniam dažniui esant kritinei susiejimo sąlygai, kai du slopinimo greičiai yra vienodi: $\gamma_{\text{rad}} = \gamma_{\text{nr}}$ (tai kartais vadinama kokybės ir faktoriaus atitikimu). Atitinkamai, tokia sistema pasižymės vieninga spinduliuote su rezonansiniu dažniu, kurio linijos plotis yra $2\gamma_{\text{rad}}$. Todėl, ši koncepcija yra naudingas įrankis TE inžinerijai su rezonansine struktūra ir nurodo kelią stipraus siaurajuostės emisijos link. Pavyzdžiui, beveik kritinis susiejimas su fotoniniu kristalu, sudarytu iš daugybės skylių MWQ plokštėje, buvo naudojamas aukštiems spinduliavimo ir kokybės faktoriams pasiekti ties maždaug 100, kas lėmė ypač siaurajuostę TE (2.11 pav.).



2.11 pav. TE prietaisas sudarytas iš fotoninių kristalų plokštėlės, išgraviruotos iš MQW sluoksnio, dėl kurio susidaro siaurajuostis TE dėl siaurajuosčio medžiagos rezonanso ir aukšto Q-fotoninio režimo susiejimo. Antrajame paveiksle - išmatuotas TE spektras esant 680°C, palyginti su juodo kūno spektru 400 °C temperatūroje [83].

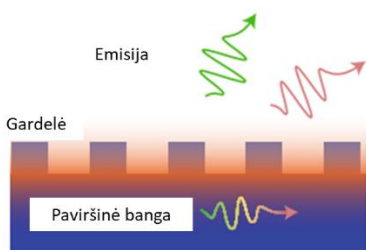
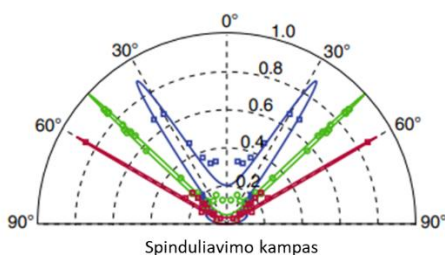
Rezonansinių nanostruktūrų matricos su subbanginio ilgio atskyrimu – metamedžiagos arba metapaviršiais, priklausomai nuo konteksto, leidžia realizuoti siaurajuostį TE matomajame, infraraudonųjų spindulių ir terahercų diapazone. Pavyzdžiai apima kryžminių metalinių nano antenų ir metalinių juostelių matricas ant metalinių įžeminimo plokštumų, atskirtų dielektriku. Taip pat, tai gali būti plyšiai metaliniuose paviršiuose ir puslaidininkiniai nanostrypai (2.12 pav.) ar kitokios 3D struktūros.



2.12 pav. Pirmame paveiksle - silicio nanostrypelių masyvas, kuris leidžia pasirinkti TE derinant vidinį medžiagos elektroninį rezonansą su nanostrypelių fotoniniu rezonansu. Antrajame - gautas Si strypų matricos spektrinis spindulys ties 1400 K. [85]

Taip pat, pademonstruota siaurajuostė TE sistema veikianti terahercų ruože. Šioje sistemoje buvo stipriai susieti Mid-IR tarpjuostiniai šuoliai į plazmoninę mikroertmę, kas paslinko poliaritono atšaką iki terahercų dažnių [84].

Daugelyje taikymų taip pat yra svarbu turėti TE krypties valdymą ir kad šie spinduliai nebūtų taškiniai šaltiniai. Emisijos kryptingumas pirmą sykį buvo pastebėtas iš legiruoto silicio, kurio paviršius buvo tekstūruotas. Tai lėmė selektyvus sąsajos nutraukimas tarp paviršiaus plazmonų į atvirą erdvę. Tokio pobūdžio kryptinga emisija IR ruože buvo pastebėta naudojant SiC, volframo bei SiO₂ tekstūravimą. Dėl priklausomybės nuo laisvos erdvės spinduliavimo kampo, bangos ilgio, kuriame pasiekama sąsaja, sistema gali spinduliuoti terminę vaivorykštę - skirtingų bangų ilgių šviesa yra spinduliuojama skirtingomis kryptimis. Jei paviršinės bangos gali egzistuoti tik siaurame dažnių diapazone, dėl kurio susidaro ilgalaikės paviršiaus bangos koreliacijos, ši vaivorykštė turės keletą dažnių komponenčių, taigi vienu metu galima pasiekti gana aukštą laiko ir erdvės koherentiškumą (2.13 pav.).



2.13 pav. Pirmajame paveiksle kryptingos emisijos formavimo pavyzdys ant SiC, panaudojant paviršiaus tekstūravimą. Antrajame - emisijos krypties priklausomybė nuo bangos ilgio [61].

Tokiu atveju, suformuoti TE pasižymi geresniu kryptingumu. Daugumoje demonstracijų dažnio selektyvumas pasiekiamas naudojant siaurajuostį medžiagos rezonansą, pavyzdžiui, SiC, o tada kampinį selektyvumą užtikrina paviršinė struktūra. Arba, dažnio selektyvumas gali būti sukurtas naudojant subbangos ilgio rezonatorius, o kampinis selektyvumas gali būti pasiektas naudojant matricinius efektus. Tačiau, norint sukurti šiluminį spinduolį, kuris pasižymi emisijos kampiniu selektyvumu, bet yra plačiaujustis, verta naudoti nerezonansines metamedžiagas su kryptine sugertimi bei emisija, kurią lemia Brewster tipo procesai [86].

TE prietaisų poliarizaciją taip pat galima valdyti. Linijinės poliarizacijos atveju, tai gana paprasta. Beje, dauguma sukurtų šiluminių spinduolių yra bent iš dalies poliarizuoti [61]. Tikslingai siekiant gauti siaurajuostės poliarizacijos spinduolius, galima naudoti anizotropines plazmonines matricas su stipria sugertimi vienai poliarizacijai ir silpna sugertimi statmenai poliarizacijai. Taip pat, norint gauti apskritiminę poliarizaciją, galima panaudoti ketvirčio bangos ilgio bangines plokšteles.

Nepaisant prieš tai įvardintų metodų privalumus ir labai gerus suformuotų prietaisų rezultatus, jie visi turi vieną esminį trūkumą – jų formavimas yra sudėtingas procesas arba yra naudojamos egzotiškos medžiagos. Šiame darbe yra siūlomas kitoks priėjimas, kuris leidžia žymiai paprasčiau pasiekti ne blogesnius rezultatus.

3. Technologija ir eksperimento metodika

3.1. Įvadas į molekulinį pluoštelių epitaksiją

Visi šiame darbe tyrinėjami optiniai spinduoliai yra sudaryti iš epitaksiniu būdu užaugintų plonų kristalinių sluoksnių. Egzistuoja kelios tokių sluoksnių auginimo technologijos, tačiau mūsų atveju, buvo taikoma molekulinį pluoštelių epitaksija (MBE). Ši technologija leidžia su išskirtiniu tikslumu auginti ypatingai švarius kristalinius junginius. Žemiau bus supažindinta su esminiais šios technologijos privalumais bei iššūkiais.

Nepaisant didelės įrangos kainos, epitaksinis naujų, sudėtingų, kristalinių darinių auginimas turi labai daug privalumų lyginant su paprastesniais metodais (magnetroninis, atominių sluoksnių nusodinimo, jonų pagalba nusodinimas). Epitaksinės technologijos buvo sukurtos septintojo dešimtmečio pabaigoje. Pagrindinės yra šios: garų fazės epitaksija (vapour-

phase epitaxy VPE), skysčio fazės epitaksija (liquid phase epitaxy LPE) metaloorganinė VPE (MOVPE arba MOCVD), molekulinio pluoštelio epitaksija bei metaloorganinė molekulinio pluoštelio epitaksija (MOMPE) [87].

MBE pasižymi daugeliu unikalių savybių. Skirtingai nuo VPE technologijų, kur prekursoriau suskylimui yra reikalinga aukšta padėklo temperatūra, ji leidžia užauginti epitaksinius sluoksnius žemose temperatūrose. Naudojant MBE, galima auginti 3, 2, 1 ir 0 dimensijų kvantinius darinius, kurių matmenys tampa palyginami su krūvininkų DeBroilio bangos ilgiu, kas yra sunkiai pasiekama kitais metodais. Tai kvantiniai šuliniai, kvantiniai siūlai bei kvantiniai taškai ir supergardenės. Parinkus atitinkamą MBE reaktoriaus architektūrą, galima auginimo metu atlikti darinio charakterizavimą ir iš karto ypač preciziškai keisti auginimo parametrus (auginimo greitį, srautus, temperatūras). Tai leidžia nenutraukiant auginimo ir neišiminėjant bandinio iš auginimo kameros reguliuoti jo savybes, ir atsiradus sluoksnio netolygumui – iš karto juos pataisyti [88]. Tačiau, ši technologija yra labai jautri sąlygoms, kuriuose yra atliekami technologiniai procesai. Turi būti griežtai laikomasi temperatūrinių režimų tiek padėklo paruošimo metu (pvz. deoksidacijos metu), tiek sluoksnių auginimo metu. Be to, skirtingos medžiagos yra auginamos skirtingose temperatūrose prie skirtingų molekulinų srautų santykių. Priešingų atvejų nukrypimas nors ir kelioms sekundėms nuo tinkamų auginimo sąlygų gali įtakoti negrįžtamus auginamos struktūros pažeidimus. Pavyzdžiui, perkaitinus bandinį deoksidacijos arba auginimo metu, dėl stiprios V-os grupės atomų desorbcijos, jame susidaro metalo lašeliai. Tokiu atveju bandinys sugadinamas ir auginimo procesas turi būti stabdomas ir įkrovus naują padėklą, paleidžiamas iš naujo. Kitas proceso trūkumas – ilgas pasiruošimas ir galutinio prietaiso auginimas. Norint užauginti vieną QCL struktūrą, gali prireikti 10-12 procesų (~2 savaitės), o galutinis auginimas gali trukti nuo 8 iki 48 valandų.

Molekulinio pluoštelio epitaksijos metu kristalinių struktūrų augimas vyksta aukštame vakuume ant įkaitinto, besisukančio kristalinio padėklo, ant kurio adsorbuojasi tiek atomai (Ga, Al, Bi...), tiek molekulės (As_4 , As_2). Padėklo temperatūra (T_g) yra ypač svarbus augimo parametras, nuo kurio priklauso tiek augimo greitis, tiek kristalo kokybė bei kitos savybės. Auginamo darinio struktūra bei simetrija turi sutapti su padėklo arba skirtis ne daugiau nei ~10%. Molekuliniai pluošteliai susidaro garuojant ypač aukšto grynumo elementams kaitinimo celėse.

Įprastu atveju, III-V grupės darinių augimas vyksta adsorbuotiems III ir V grupių atomams migruojant ant padėklo paviršiaus ligi jie suranda laisvą gardelės vietą, kur nusėda sudarydami tarpusavio jungtis. Silicio ir berilio srautai yra naudojami III-V grupės darinių legiravimui. Taip išauginami n -tipo arba p -tipo laidumo junginiai.

MBE augimo metu pagal kinetinę dujų teoriją prisijungusių atomų kiekis N_i per vienetinį paviršių yra:

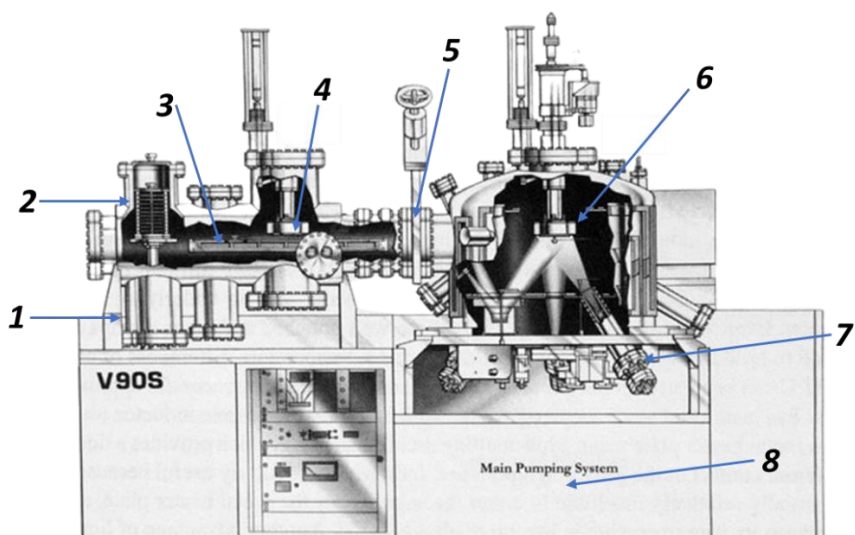
$$N_i = p_i \left(\frac{N_A}{2\pi M_i k_B T} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

čia p_i – dalinis slėgis, M_i – molekulinė masė, k_B ir N_A – atitinkamai Bolcmano konstanta ir Avogadro konstanta, o T – augimo temperatūra. Vienas iš pagrindinių parametrų nusakančių molekulinį režimą yra laisvasis lėkio kelias tarp padėklo ir celės. Laisvojo lėkio kelias irgi yra nusakomas pagal kinetinę dujų teoriją:

$$\lambda = \frac{k_b T}{2^{1/2} \pi p D^2} \quad (3.2)$$

čia D yra atomo arba molekulės skersmuo. Taigi, tipinis srauto laisvojo kelio ilgis, MBE atveju, kai slėgis 10^{-6} - 10^{-4} Torr, gali siekti 5 – 0,05 m. GaAsBi dariniai auginami dar aukštesniame vakuume $\sim 10^{-8}$ Torr [87]. Ramybės būsenoje, kai nevyksta auginimas, auginimo kameros vakuumas turi siekti 10^{-11} Torr. Jei yra blogesnis – reikia tikrinti dėl nuotėkio.

Šiuolaikiniai reaktoriai yra sudaryti iš modulių, kurių kiekvienas turi savo funkciją. Šie moduliai tipinėje vienos auginimo kameros MBE mašinoje pavaizduoti 3.1 pav.



3.1 pav. VG (dabar Veeco, JAV) kompanijos MBE mašinos skerspjūvis. 1- bandinio įvedimo ir pirminio atkaitinimo kamera; 2- antrinio atkaitinimo kamera; 3- ližė bandinių įvedimui; 4- analitinė įranga (papildomas priedas); 5- auginimo kameros izoliacinis vožtuvas; 6- auginimo kamera; 7- medžiagų celės; 8- valdymo blokas, aušinimo įranga bei vakuuminės pompos. Adaptuota iš [89].

Siekiant išlaikyti auginimo kameroje ypač aukštą vakuumą, padėklas ant kurio bus auginamas bandinys, įvedamas, per atskirtą nuo visos sistemos, įkrovimo kamerą (24 pav. 1). Šioje kameroje taip pat yra atliekamas būtinas pirminis atkaitinimas 2 h. 200 °C temperatūroje, kurio metu yra pašalinami aktyviazdūs teršalai, riebalai, dulkės, vanduo, dujos ir kiti nešvarumai. Po to bandinys keliauja į padėklo paruošimo kamerą (2), kur galima atlikti antrinį atkaitinimą (nėra būtina), dar vadinamu nudujinimu, kuris pašalina likusius nešvarumus nuo padėklo, metalizavimo, ėsdinimo bei kitus paviršiaus apdirbimo metu likusias nuosėdas. Kitose mašinose, priklausomai nuo komplektacijos, tai gali būti plazminio valymo įranga, kuri skirta nuimti oksidui žemoje temperatūroje. Tai aktualu dirbant su kristaliniais padėklais, tokiais kaip silicis, kurio oksidas termiškai nusiima ypač aukštoje (>1000 °C) temperatūroje, kurios negali pasiekti MBE mašinos padėklo kaitintuvus. Paruošus bandinį, jis yra įvedamas į analitinę kamerą (4) naudojantis ližę (3). Analitinėje kameroje (6) galima in-situ sąlygomis atlikti paviršinių charakterizavimą (skenuojantis elektroninis mikroskopas). Sekantis žingsnis yra įvesti bandinį per vožtuvą į auginimo kamerą, kur jau yra atliekamas technologinis procesas. Šioje schemoje (24 pav.) nėra pavaizduoti vakuuminiai siurbliai. Siurblių sistema yra daugiapakopė ir sudaryta iš:

forvakuuminio siurblio, pirminiam vakuumui sudaryti; turbomolekulinio, joninio bei kriosriublio. Taip pat, UHV palaikymui yra naudojama dvigubos sienelės kamera, kuri yra užpildyta skystu azotu. Tai vadinamoji kriopanelė, prie kurios prilimpa kameroje likusios molekulės, netenka kinetinės energijos ir tai leidžia pakelti vakuumo lygį dar bent eile ar dviem. Mūsų laboratorijos turima MBE mašina yra skirta moksliniams tyrimams ir turi vieną auginimo kamerą, bei bandinio įvedimo/išvedimo kamerą. Nėra analitinių kamerų ar plazminio valymo ir yra laikoma stibidine mašina.

Vienas iš svarbiausių MBE mašinos komponentų yra šaltinių celės, kuriose vyksta ultraaukšto grynumo medžiagų sublimacija (As bei Si atveju) arba garavimas iš lydalo. Temperatūra yra palaikoma tantalio arba volframo vielų kaitintuvais, o registruojama – termopora. Taip užtikrinama temperatūrinė kontrolė iki dešimtųjų laipsnio dalių. Molekulinio pluoštelio srautas ateinantis iš celės yra apskaičiuojamas teigiant, kad celė atitinka Knudseno celę ir naudojantis Knudseno ir Langmuro kietakūnių garavimo bei sočiųjų garų teorija, srauto intensyvumas Φ_e yra užrašomas:

$$\Phi_e = A_e p(T) \left(\frac{N_A}{2\pi M k_B T} \right)^{1/2}. \quad (3.3)$$

Čia $p(T)$ yra medžiagos pusiausvyrinis slėgis esant temperatūrai T , A_e – srauto skerspjūvio plotas. Norint apskaičiuoti srautą Φ_p , kuris pasiekia padėklo tašką P , galima remtis formule 3.4:

$$\Phi_p = \frac{\Phi_e}{\pi} \frac{1}{r_p^2} \cos(\theta + \phi) \quad (3.4)$$

Čia naudojamas taškas P , kuris yra nutolęs nuo šaltinio atstumu r_p ir pakreiptas šaltinio atžvilgiu kampu $\theta + \phi$. ϕ yra kampas tarp šaltinio ir padėklo ašių, o θ – tarp celės ašies ir lėkio kelio. Kadangi Knudseno celės paviršiaus, iš kurio vyksta sublimacija arba garavimas, yra nedidelis, tai tipinis darinio augimo greitis yra apie $1 \mu\text{m/h}$.

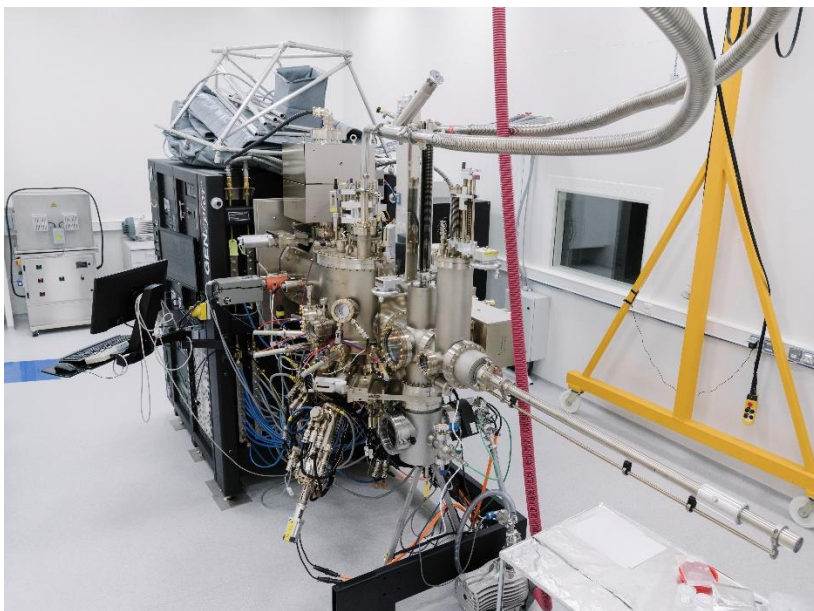
Labai svarbus V grupės šaltinio celės priedas yra elemento As skaldiklis (cracker). Paprastai As šaltinyje temperatūra siekia $\sim 450^\circ\text{C}$, iš jo garuoja As_4 molekulės, tačiau pasiekęs padėklą, jos skyla į dvi As_2 molekules, viena yra adsorbuojama, kita atšoka, tad prilipimo našumas tesiekia tik iki 50%.

Skaldiklyje yra palaikoma ~ 1000 °C ir neįtakojant srauto slėgio, As_4 yra plėšomas į As_2 molekules. Taip As prilipimo našumas gali viršyti 80%, todėl gerokai sumažėja medžiagos nuostoliai [88].

Kadangi MBE auginimo metodas kvantiniams kaskadiniams lazeriams jau yra pilnai išdirbtas ir komercializuotas, tai leidžia teigti, kad įmanoma įvaldyti ir bismidų technologiją. Kadangi bismutas ir stibis yra gana panašūs dėl savo matmenų ir cheminių savybių, tai ir auginimo procedūra turėtų būti panaši.

3.2. FTMC naudojama MBE sistema

Šiame darbe vienas iš pagrindinių įrankių buvo naudojama FTMC turima *Veeco GENxplor* (JAV) MBE sistema, pavaizduota 3.2 pav.:



3.2 pav. FTMC *Veeco GENxplor* MBE sistema naudojama spinduoliams formuoti.

Ši MBE sistema yra sudaryta iš vienos auginimo kameros ir pagal savo struktūrą yra panaši į 24 pav. pademonstruotą sistemą, tik neturi analizės kameros. Joje yra 10 garinimo (*effusion*) celių: indžio, dvi galio, aliuminio, arseno, stibio, bismuto, silicio, berilio bei telūro (galio telurido), kurios yra aušinamos vandeniu. Sistema leidžia auginti ant 2 ir 3 colių kristalinių padėklų, tačiau auginamų sluoksnių homogeniškumas stipriai priklauso nuo padėklo dydžio. Dėl šios priežasties, norint išvengti netolygaus sluoksnių

storio pasiskirstymo, dažniausiai yra renkamasi auginti struktūras ant 2 colių padėklų.

Į pakrovimo kamerą (3.1 pav, 1 punktas) telpa iki keturių padėklų, kuriuos galima vienu metu atkaitinti. Bendrai darbui gali būti paruošta iki 7 padėklų. Padėklai yra įvedami į auginimo kamerą ant ližės ir nereikia naudoti klizavimo su indžiu prie molibloko (padėklo laikiklio). Auginimo kamera yra vertikalaus reaktoriaus tipo – garino celės yra apačioje ir molekulinis srautas kyla į viršų. Auginimo kamera aprūpinta skysto azoto kriopanele, kontroliuojamos temperatūros padėklo kaitintuvu, valdomo sukimo greičio ir krypties molibloko laikikliu. In-situ auginimo kokybės kontrolė yra atliekama su RHEED sistema, kuria sudaro elektronų patranka ir fluorescencinis ekranas su kamera. Padėklo temperatūra yra kontroliuojama keliais būdais: naudojant termoporą, kuri yra įmontuota šalia padėklo kaitintuvo ir spektroskopinė-pirometrinė sistema (KSA BandIT), kuri leidžia preciziškai nustatyti padėklo paviršiaus temperatūra naudojant juodojo kūno spinduliavimo dėsnį bei sugerties absorbcijos krašto priklausomybės nuo temperatūros poslinkį.

MBE sistemos vakuumo lygis yra kontroliuojamas naudojant įkaitusius dvigubos gijos jonizacinius vakuumo matuoklius bei keturpolinį masių spektrometrą. Vakuumą palaiko 5 vakuuminių siurblių sistema: forvakuuminis, turbomolekulinis, joninis, titano sublimacijos bei uždaro ciklo kriogeninis siurbliai. Palaikomas UHV lygis yra $\sim 10^{-10}$ - 10^{-11} torr. eilės.

3.2.1.III grupės elementų garinimo celės

Apibūdintoje MBE sistemoje yra naudojamos dviejų tipų III-ios grupės elementų garinimo celės: vieno kaitinimo elemento ir dviejų kaitinimo elementų celės. Dviejų kaitinimo elementų celės leidžia keisti temperatūros gradientą per visa tiglio ilgį, kad būtų galima pasiekti taip vadinamą karšto kakliuko arba šalto kakliuko tipo veikimo režimą. Ga ir In elementų atveju siekiant išvengti kondensato lašelių susidarymo ties tiglio anga, ši zona yra kaitinama iki kiek aukštesnės temperatūros palyginant su apatine tiglio dalimi. Priešingu atveju, susidarantys kondensato lašeliai krenta žemyn ir dažnai suformuodami mikropurslus, kurie pasiekus padėklą gali formuoti metalo lašus ant auginamo sluoksnio paviršiaus.

Toks pat dviejų kaitinimo elementu šaltinis yra naudojamas ir aliuminiui. Tačiau aliuminio šaltinyje yra kaitinamas tik apatinis kaitintuvas. Viršutinė tiglio dalis yra paliekama šalta. Tokiu būdu cele veikia šalto kaklelio režimu. Ši konfigūracija leidžia efektyviau suvaldyti aliuminį, kuris yra linkęs drėkinti

PBN (pirolitinis boro nitridas) tigli ir kilti išilgai jo sienelėmis, dėl ko galiausiai gali išsiliesti lauk ir sugadinti įrangą. Šios technologijos naudojimas leidžia padidinti Al įkrovą bent keturis kartus. Ilgas tiglio kaklelis, kuris tęsiasi už karščio skydo, leidžia užtikrinti, kad juo lipantis aliuminis sustings ant kaklelio vidaus ir nesugadins celės. Abu minėti III grupės elementų celių tipai yra klasikinės 400 cm³ tūrio Knudsen-celės, kurias sudaro tiesiog kaitintuvas (viena arba dvi gijos ir termoporos) ir storas, cilindrinis arba kūginis PBN tигlis, apsuptas tantalio ekranu, skirtas naudoti šalia kriogeninio gaubto.

3.2.2.V grupės elementų garinimo celės

V grupės elementų celės labai skiriasi nuo III grupės elementų celių. Pirma, III-V sudėtinių puslaidininkių augimui ir padėklo deoksidavimui dėl stiprios V grupės atomų desorbcijos, reikalingas V grupės viršslėgis. Dėl šios priežasties V grupės šaltiniai yra masyvesni ir V grupės garinimo celių temperatūrai stabilizuotis reikia daug daugiau laiko. Antra, V grupės junginiai turi žemesnę garavimo temperatūrą. Tad suvaldyti srautą iš masyvaus ir temperatūros keitimo požiūriu inertiško šaltinio yra labai sudėtinga. Todėl tokiam šaltinyje paprastai yra naudojamas apertūrinis arba adatinis vožtuvas. Jis leidžia keisti molekulinį srautą nekeičiant šaltinio temperatūros. FTMC naudojamoje Veeco GENxplor MBE sistemoje yra du V grupės elementų vožtuviniai šaltiniai su skaldikliais aprūpinti žemos temperatūros sublimatoriais ir aukštos temperatūros skaldiklių vamzdeliais: vienas Veeco arseno šaltinio šaltinis su adatiniu vožtuvu, o kitas - Veeco korozinių medžiagų šaltinis su apertūriniu vožtuvu, kuris yra panaudotas stibiui. Mažesnių V grupės molekulių naudojimas žymiai pagerina V grupės rūšių įterpimo į epitaksinius sluoksnius efektyvumą (kaip jau buvo aprašyta 3.1 skyriuje). Tačiau, skirtingai nuo As₄ molekulių, Sb₄ molekulės gali visiškai įsiliesti į epitaksinį sluoksnį, bet iš tikrųjų naudojant Sb₂ molekules, suformuotos struktūros pasižymi geresne kristaline kokybe [90].

3.2.3.Legiravimo celės

Aprašomoje Veeco MBE sistemoje yra trys klasikinės priemonės garinimo celės: silicio, Ga₂Te₃ ir berilio. Šios celės yra tokio pat tipo kaip III grupės elementų šaltiniai, tik mažesnio dydžio. Berilis naudojamas kaip akceptorius *p* tipo legiravimui III-V junginiuose, tačiau šioje Mid-IR spindulių technologijoje nėra naudojamas. *n* tipo legiravimui buvo naudojami Te ir Si elementai. Berilis ir silicis yra naudojamas gryni, o telūras yra gaunamas iš

prekursoriaus. Telūro prekursorius parenkamas pagal tai, kokias medžiagas yra planuojama auginti reaktoriuje. Istoriskai, FTMC didžiąją dalimi buvo auginami galio arsenido junginiai ir tai nulėmė telūro prekursoriaus pasirinkimą. Tačiau, yra žinoma, kad Sb_2Te_3 yra geriausias prekursorius legiruojant stibidus, nes gaunamų stibio telurido molekulių, kurios skiriasi nuo kitų prekursorių pvz., PbTe arba Ga_2Te_3 , nereikia skaldyti, taigi yra efektyviai inkorporuojamos į stibio junginius [91]. Be to, InAs medžiagai taipogi labiau tiktų Sb_2Te_3 telūro prekursorius, nes esant pakankamai aukštai padėklo temperatūrai, Sb_2Te_3 molekulės skyla į atskiras Te ir Sb molekules, kurios skirtingai įeina į arsenidų kristalinę gardelę. Stibis stipriai desorbuodamasis daug sunkiau įeina į kristalinę gardelę temperatūroje virš 400°C , tuo tarpu telūras jungdamasis su arseno molekulėmis beveik visas įsiterpia į kristalinę gardelę. Tačiau, kaip jau buvo minėta, naudojamame VEECO GENxplor MBE reaktoriuje yra įdėtas Ga_2Te_3 telūro prekursorius, tad InAs pagrindu sudarytiems junginiams jis nėra tinkamas, kadangi legiravimo metu į kristalinę gardelę yra įterpiama nemažai galio atomų ir tai įtakoja morfologinių defektų formavimosi. Ši priežastis lėmė, kad šiame darbe Si buvo naudojamas kaip donorinė priemonė QCL darinių apdarinių sluoksnių, tarpiklių bei aktyviosios srities InAs kvantinėms duobėms injektoriuje legiruoti. Tačiau, silicis, dėl jo amfoteriškumo, III-V puslaidininkuose, priklausomai nuo to, kurioje gardelės elemento vietoje jis įsiterpia, gali veikti ir kaip donoras, ir kaip akceptorius. Šiame darbe buvo auginamos struktūros su InAs sluoksniais, turinčiais labai dideles laisvųjų krūvininkų koncentracijas ir silicio panaudojimas šių sluoksnių legiravimui buvo tikras iššūkis. Šio darbo metu buvo išvystyta technologija, leidžianti pasiekti labai aukštas laisvųjų krūvininkų koncentracijas InAs sluoksniuose. Ji bus aprašyta vėlesniuose skyriuose.

3.2.4. Padėklo temperatūros stebėjimas

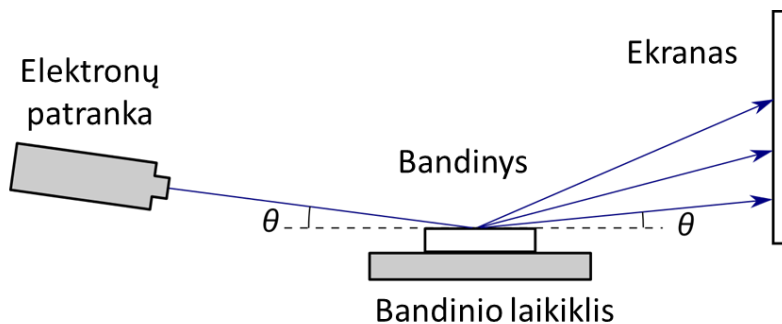
Kaip jau buvo paminėta, šiame darbe naudojama MBE sistema yra aprūpinta optinės pirometrijos priedu, kuris leidžia stebėti realią padėklo paviršiaus temperatūrą. Kadangi tarp padėklo ir kaitintuvo yra tarpas ir auginimas vyksta UHV sąlygomis, padėklas kaista tik kaitintuvo šiluminės spinduliuotės dėka. Skirtingi padėklai skirtingai sugeria šiluminę spinduliuotę. Dėl to, termoporos kontroliuojama temperatūra gali gana smarkiai skirtis nuo realios. Kadangi nėra galimybės padėklo temperatūros stebėti kontaktiniu būdu (nes padėklas sukasi), o šio parametro stebėjimas yra kritiškai svarbus auginimo procesui, ypač deoksidacijai, yra naudojamas

optinis pirometras. Mūsų atveju, tai siaurajuosčio tipo pirometras fiksuojantis emisiją, kurios smailės pozicija yra $1,64\ \mu\text{m}$, ir yra pritaikytas medžiagoms su siauru draustinių energijų tarpu. Tai leidžia pakankamai tiksliai išmatuoti šiame darbe daugiausiai naudojamų InAs padėklų temperatūrą. Optinis pirometras yra bekontaktis temperatūros jutiklis, pagrįstas šiluminės spinduliuotės matavimu iš taikinio, o temperatūros apskaičiavimas remiasi Stefano Boltzmanno dėsniu. Pagrindiniai optinių pirometrų privalumai yra aukštos temperatūros matavimo tikslumas ir atsikartojamumas. Tačiau, norint turėti tikslų temperatūros valdymą, pirometras turi būti gana dažnai perkalibruojamas koreguojant atitinkamą emisijos vertę, nes ant apžvalgos stikliuko visa laiką susidaro nuosėdos. Mūsų naudojamas pirometro kalibravimo metodas remiasi RHEED vaizdų interpretaciją atliekant deoksidaciją. InAs padėklams kalibracinė temperatūra yra laikoma apie $525\ ^\circ\text{C}$ – tada smarkiai pasikeičia RHEED rekonstrukcijos. Šis metodas yra ne toks tikslus, nes kartais padėklus gerai deoksiduoja gamintojas ir RHEED vaizdo pokytis gali būti stebimas žemesnėje temperatūroje. Tikslus kalibravimo metodas, kuris buvo naudojamas pirometro kalibravimui – InSb lydymosi taško stebėjimas. InSb lydosi prie $527\ ^\circ\text{C}$ temperatūros, tad pirometro kalibravimui, prie padėklo, naudojant In, yra priklijuojamas mažas InSb kristalas. Vizualiai stebint kristalo forma yra lėtai didinama temperatūra. Pasiekus InSb kristalo lydymosi taško temperatūrą ir jam suskystėjus, jo forma dėl paviršinių įtempimų suapvalėja. Padėklo temperatūra yra stabilizuojama pagal tuo momentu rodomą temperatūrą ir emisijos koeficientas yra pakeičiamas taip, kad pirometro parodymai atitiktų $527\ ^\circ\text{C}$. Šitas metodas leidžia sukalibruoti padėklo temperatūros matavimo tikslumą iki $1\ ^\circ\text{C}$.

3.2.5. Didelės energijos elektronų atspindžio difrakcija RHEED

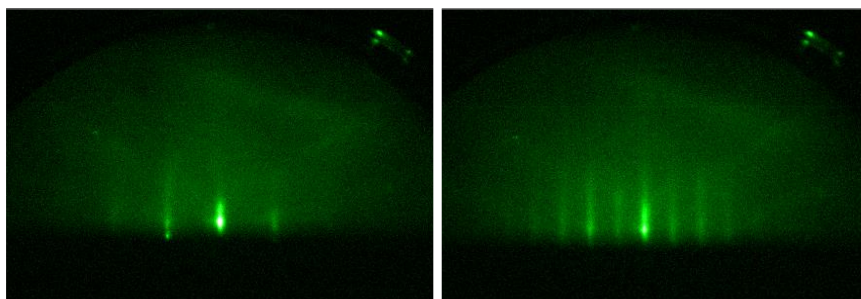
Vienas didžiausių MBE formavimo metodo privalumų yra tai, kad auginimo kameroje yra naudojamas itin aukštas vakuumas (UHV), todėl augimo procesus galime stebėti naudojant paviršiaus analizės metodus. Tiek prieš, tiek proceso metu bei jam pasibaigus. Didelės energijos elektronų atspindžio difrakcija RHEED yra informatyviausia paviršiaus analizės priemonė MBE auginimo kameroje. Šios metodikos dėka galima išmatuoti epitaksinio sluoksnio augimo greitį, prieš paruošiant padėklą auginimui stebėti oksido nuvalymo nuo paviršiaus procesą, įvertinti paviršiaus lygumą ir paviršiaus atomų išsidėstymą bei įvertinti ar yra tinkamas krintančių į

padėklo paviršių II ir V grupės atomų santykis. 3.3 paveiksle pavaizduota eksperimentinė RHEED schema.



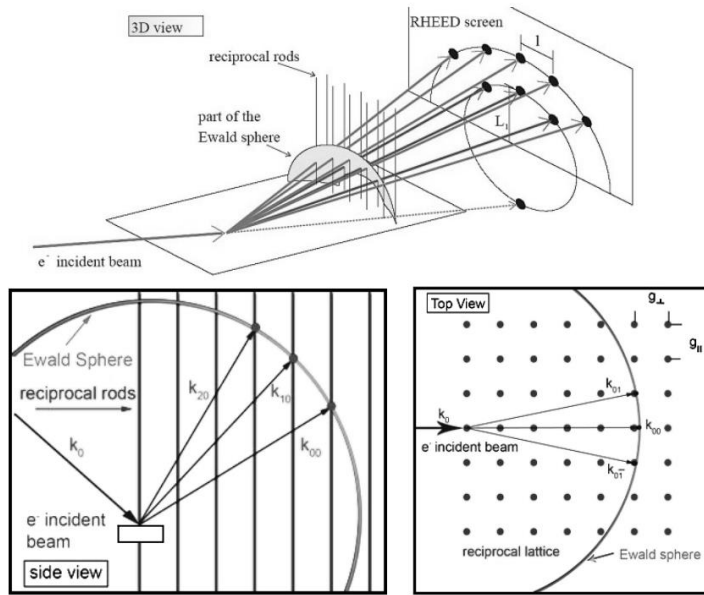
3.3 pav. RHEED sistemos, esančios MBE auginimo kameroje, schema.
Adaptuota iš [92].

Aukštos energijos (esamoje sistemoje 12 keV), kolimuotas elektronų spindulys (diametras ~ 1 mm) iš elektronų patrankos slystančiu, labai mažu kampu ($1-2^\circ$) nukreipiamas į auginamo bandinio paviršių. Atsispindėjęs ir difragavęs elektronų pluoštelis pasiekia kitoje pusėje esantį fluorescencinį ekraną sudarydamas ant jo RHEED vaizdą (3.4 pav.).



3.4 pav. RHEED vaizdo pavyzdys, kai rekonstrukcija yra 1x2. Stebėjimų rezultatai.

Remiantis atvirkštinės gardelės modeliu, RHEED rašto struktūrą yra paaiškinta 3.5 pav.



3.5 pav. RHEED vaizdo paaiškinimas. Adaptuota iš [92].

Kritusių elektronų bangos vektoriaus k_0 vertės, atsižvelgiant ir ne į reliatyvistinius pataisymus, yra:

$$k_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_0 E + \frac{E^2}{c^2}} \cong \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_0 E}. \quad (3.5)$$

Elektronų pluoštelių bangos ilgis, kai energija yra 12 keV, yra apie 0.1 Å. Reliatyvistinė pataisa tokioms energijoms yra mažesnė nei vienas procentas, tad galima ją atmesti. Skirtumas tarp kritusio ir atsispindėjusio bangos vektoriaus atitinka atvirkštinės gardelės vektorių G :

$$G_0 = k - k_0. \quad (3.6)$$

Aukštos energijos elektronai krenta labai mažu kampu, dėl ko yra sklaidomi tik paviršinių atomų ir gali būti aprašomi kaip dviejų dimensijų tinklelis, o ne trijų dimensijų gardelė. Kadangi remiamės tik plastiškai išsklaidytais elektronais, reikia naudoti sąlyga $|k| = |k_0|$. 28 pav. tai vaizduoja Ewalo sfera su spinduliu $|k|$. RHEED vaizde galima matyti keletą atspindžių, taip

vadinamųjų Laue apskritimais. Tiesiogiai atspindėtas pluoštelis (00) yra ant nulinio Laue apskritimo. Kiti atspindžiai yra nusakomi atvirkštinės gardelės vektoriais, kuriuos jie sudaro. Atvirkštinės gardelės vektorių dydžiai $g_{\perp}$ (statmenas kritusiam spinduliui) ir $g_{\parallel}$ (lygiagretus kritusiam spinduliui) gali būti apskaičiuoti iš RHEED reflekso pozicijos l ir nuotolio L (badinys-ekranas):

$$ng_{\parallel} = k_0 \left(\cos \theta - \frac{1}{\sqrt{(L_n/L)^2 + 1}} \right) \quad (n \in \mathbb{N}). \quad (3.7)$$

ir

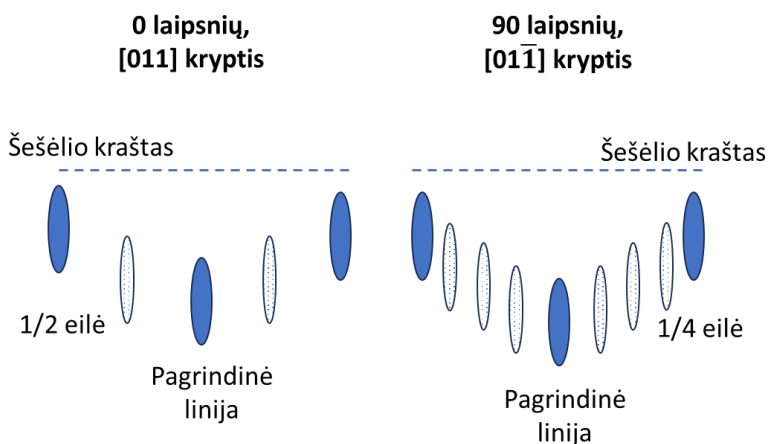
$$ng_{\perp} = \frac{k_0}{\sqrt{(L_n/nl)^2 + 1}} \quad (n \in \mathbb{N}). \quad (3.8)$$

Mažiems kampams $nl \ll L$:

$$ng_{\perp} = \frac{nl}{L} k_0. \quad (3.9)$$

Todėl RHEED difrakcijos modelis leidžia nustatyti paviršiaus gardelės parametrus. Tačiau difrakcijos modelis, net ir kokybiniu požiūriu, gali suteikti vertingos informacijos apie paviršiaus kokybę. Difrakcinės linijos išsiplėtimas arba susiaurėjimas tiesiogiai priklauso nuo kristalinės kokybės: aiškesnės ir lygesnės linijos – geresnė kokybė. Atstumas tarp struktūros linijų yra atvirkščiai proporcingas tarpatominiams kristalo paviršiaus atstumams. Todėl RHEED metodika gali būti naudojamas norint ištirti paviršiaus orientaciją, epitaksinių sluoksnių gardelės parametrus ir paviršių morfologiją. RHEED yra tinkamesnė technika nei LEED (mažos energijos Elektronų difrakcija), skirta naudoti MBE sistemose, nes suteikia didelį elastingą sklaidos skerspjūvį į priekį išsibarsčiusiems elektronams tuo pačiu išlaikant mažą išsiskverbimo gyli, naudojant slydimą paviršiumi, todėl jis suteikia daugiau informacijos apie paviršių [92].

RHEED raštas priklauso nuo augimo temperatūros bei nuo III ir V grupės elementų srautų. Eksperimentiniai duomenys rodo, kad paviršinių atomų išsidėstymo tvarka nėra tokia pati, kaip tūryje esančių atomų. Paviršiaus struktūra, žymima $(m \times n)$ reiškia, kad ji turi paviršiaus struktūrą, kurios tinklėlis yra $m \times n$ kartų didesnis nei tūrinė struktūra. Esant tipinėms augimo sąlygoms, arsenu stabilizuoto InAs (100) paviršius turi (2×4) rekonstrukciją. Tačiau, egzistuoja ir antra rekonstrukcija (4×2) , kuri atsiranda, jei paviršių stabilizuojame indžiu. Paprastai, tai yra laikoma blogu ženklu ir bandoma grąžinti į pirminę rekonstrukciją, nes yra rizika, kad susidarys indžio metalo lašeliai, kurie gali sugadinti visus, po to formuojamus epitaksinius sluoksnius.



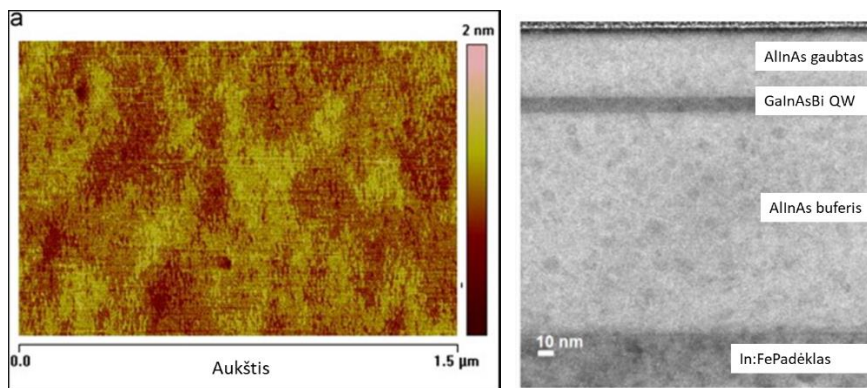
3.6 pav. InAs (100) RHEED rekonstrukcijos (2×4) schematinė diagrama.

3.6 pav. pavaizduota schematinė diagrama, kaip atrodo InAs (100) (2×4) rekonstrukcijos RHEED vaizdas. $2 \times$ yra išilgai $[011]$ krypties, o $4 \times$ - išilgai $[01\bar{1}]$ krypties. Pagrindinės linijos atspindi tarpą tarp atomų medžiagoje. $1/2$ ir $1/4$ eilių linijos atspindi erdvę tarp atomų, esančių išilgai $[011]$ ir $[01\bar{1}]$ krypčių atitinkamai. Kadangi (4×2) rekonstrukcijos atsiradimas indikuoja potencialą susidaryti indžio lašeliams, auginimą tęsti reikėtų padidinto arseno srauto aplinkoje. Tai leis susidaryti arsenu stabilizuotam InAs paviršiui ir padės išvengti defektų ir bei turėti aukštą kristalinę kokybę.

3.3. Bismidų savybės ir technologija

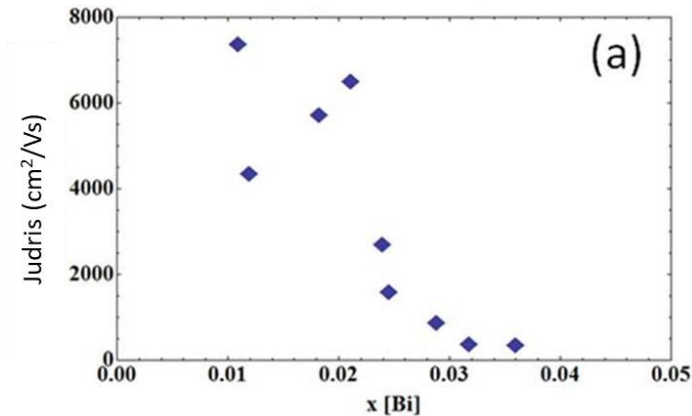
Pastaruoju metu didelio susidomėjimo sulaukė III–V puslaidininkiai, kuriuose yra praskiestas bismuto kiekis. Bi įterpiamas į III–V puslaidininkių

gardelę smarkiai susiaurina jos draustinių energijų tarpą, daugiausia dėl valentinės juostos nepersikertimo efekto, dėl kurių pakyla valentinės juostos padėtis [93]. Be to, žymiai padidėja bismidinės valentinės juostos sukinio orbitos sąveikos suskilimas, o tai sumažina parazitines Ožė rekombinacijas ir sugerties procesus valentinėje juostoje [94]. Iki šiol intensyviausiai buvo tiriami GaAsBi epitaksiniai sluoksniai ir kvantiniai šuliniai (QW), auginami ant GaAs padėklų [95]. Šie tyrimai leido sukurti optiškai ir elektriškai kaupinamus GaAsBi/GaAs QW lazerinius diodus, kurių emisijos bangos ilgis yra apie 1,2 μm [96]. Bismidų technologija taip pat leido sukurti fotolaidžius terahercų (THz) dažnių diapazono komponentus, aktyvuojamus femtosekundiniais 1 μm bangos ilgio lazerio impulsais [97]. Tačiau, vieni iš mums svarbiausių rezultatų, kurie gali būti panaudoti vystant bismidinius QCL, buvo fotoluminescencijos ties 2,4 μm bangos ilgiu iš GaInAsBi/AlInAs QW pademonstravimas [98], nes ši medžiaga turi panašumų su šioje disertacijoje nagrinėjama InAsBi medžiaga. Tyrime pademonstruota fotoluminescencija parodo, kad yra įmanomas bismuto įterpimas nesugadinant kristalinės gardelės kokybės. Taip parodo ir TEM bei AFM vaizdai (3.7 pav.).



3.7 pav. GaInAsBi/AlInAs kvantinės duobės struktūra. Pirmame paveiksle – AFM vaizdas iš struktūros viršaus, antrajame – TEM skerspjūvis. GaInAsBi QW storis 10 nm [98].

Kitas mums labai svarbus bismuto panaudojimo QCL sluoksniuose argumentas yra jo įtaka krūvininkų judriui. Petropoulos grupė pademonstravo, kad esant mažoms bismuto koncentracijoms, elektronų judris yra gana aukštas, ir tai yra tiesioginė mažos efektinės masės įtaka. Ši priklausomybė yra pateikiama 3.8 pav.



3.8 pav. Elektronų judrio priklausomybė nuo bismuto koncentracijos $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{Bi}_x\text{As}_{1-x}$ sluoksnyje [99].

InAsBi yra dar vienas praskiestų bismidų darinys, kurį galima epitaksijos būdu auginti ant GaSb [100] ir InAs [101] padėklų. Jau yra sukurti InAsBi fotodiodai, kurių spektrinis atsakas yra didesnis nei $3,5 \mu\text{m}$ [102]. Taip pat, buvo pasiekta kambario temperatūros fotoluminescencija iš $\text{InAs}_{1-x}\text{Bi}_x/\text{In}_{0,83}\text{Al}_{0,17}\text{As}$ QWs ties $3,1 \mu\text{m}$ [101]. InAsBi sluoksniai anksčiau buvo auginami metalo-organinės garų fazės epitaksijos būdu, o PL rezultatai rodo, kad juostos tarpo sumažėjimas yra 55 meV 1% Bi [103]. Šio parametro nustatymą apsunkina neaiškos žinios apie InBi gardelės konstantos vertę, nes bismuto įterpimo technologija yra labai komplikuota ir sunkiai atsikartojanti. Be to, draustinių energijų tarpo mažinimo greitį labai įtakoja kristalinės gardelės įtempimas sluoksnyje. Todėl literatūroje siūlomi InAsBi draustinių energijų tarpo mažėjimo priklausomybė nuo bismuto koncentracijos vis dar svyruoja nuo $38 \text{ meV}/\% \text{ Bi}$ [104] iki $60 \text{ meV}/\% \text{ Bi}$ [105].

InAsBi taip pat galėtų būti perspektyvi medžiaga Mid-IR diapazono šviesos šaltiniams ir fotodetektoriams gaminti, pakeičiantiems siauro tarpo InSb medžiagą, žinomą dėl savo mažos elektronų efektinės masės ir stiprios spin-orbitinės sąveikos. Stiprus InAsBi juostos tarpo sumažinimas leidžia pasiekti panašų į InSb juostos tarpą ($0,17 \text{ eV}$), įterpiant tik 4,5% Bi kiekį, tuo pačiu metu tai leidžia turėti žymiai mažesnę indukuotą kristalinės gardelės deformaciją, todėl šios struktūros yra draugiškos įprastiniam padėklui. Šalutinio slėnio padėtis kvantinės duobės medžiagoje taip pat yra žinomas veiksnys, ribojantis efektyvumą ir elektronų perėjimo energiją Mid-IR šviesos šaltiniuose [10]. Atstumas tarp Γ ir L slėnių InSb laidumo juostoje yra gana

mažas ($\Delta\epsilon_{\Gamma L} = 0,4 \text{ eV}$) [106], o turėti į InAs panašią medžiagą, kuri turėtų daug didesnę pagalbinę slėnio atskyrimą, būtų didžiulis pranašumas. Todėl žinios apie šių netiesioginių slėnių energetinę padėtį yra labai svarbios.

Apibendrinant praeitų autorių darbus ir technologinius pasiekimus, galime daryti išvadą, kad praskiestųjų bismidų puslaidininkių technologija yra gana problematiška. Labai sunku gauti atsikartojamumą, nes bismuto įsiterpimas į junginio kristalinę gardelę ypač priklauso nuo sluoksnio augimo temperatūros. Mažiausios fluktuacijos turi ypač didelę įtaką – arba bismutas visai neis į gardelę, arba susidarys bismuto lašai. Tačiau, apibendrinant literatūroje minimus auginimo parametrus, galima išskirti dvi bendras tendencijas, kuriomis ir buvo vadovaujama šiame darbe formuojant InAsBi darinius:

- Kristalinio padėklo temperatūra bismido augimo metu turėtų būti apie $300 \pm 50^\circ\text{C}$;
- Paleidus bismuto srautą, arseno srautas turėtų būti tiek sumažintas, kad bandinys augtų šiek tiek žemiau savo stochiometrinės pusiausvyros. T.y. turėtų būti lengvas arseno trūkumas.
- Turi būti užtikrinta padėklo temperatūros kontrolė ir atsikartojamumas.

3.4. InAs/AlSb ir bismidinių heterostrukūrų molekulinį pluoštelių epitaksija

3.4.1. Padėklų paruošimo ir įvedimo į MBE mašiną procedūra

Vienas iš pačių svarbiausių MBE proceso etapų yra auginimo padėklo paruošimas darbui. Kaip žinia, geras kristalas auga tik ant kito gero kristalo (užuomazgos), tad mūsų atveju užuomazgos vaidmenį atlieka kristalinis auginimo padėklas. Padėklo kokybė yra labai svarbus aspektas, nes bet kokios priemaišos ar kristalo paviršiaus defektai, taip pat bet koks cheminis užterštumas smarkiai neigiamai paveiks epitaksinių sluoksnių kokybę. Tačiau, šiais laikais technologinė pažanga kristalų augimo technologijoje leidžia gaminti ypač aukštos kristalinės kokybės ir grynumo padėklus. Daugelis gamintojų šiandien tiekia vadinamuosius epitaksijai paruoštus padėklus, kurie gali būti naudojami tokie, kokie yra, be jokių papildomų cheminių ar mechaninių apdirbimų. Šių plokštelių paviršius paprastai yra apsaugotas pasyvuojančiu oksido sluoksniu, kurį galima ganėtinai lengvai pašalinti termiškai desorbuojant augimo kameroje prieš auginimą. Tačiau, būtina sąlyga yra, kad būtų sukurtas V grupės elementų viršslėgis. Kylant

temperatūrai, greitėja V grupės elementų (mūsų atveju As arba Sb) ištrūkimas iš paviršiaus gardelės, kurį reikia kompensuoti. Priešingu atveju, liks tik III grupės elementai, kurie sušoks į metalinius lašelius.

Šiame darbe buvo naudojami dviejų rūšių padėklai: InAs (100) ir GaSb (100). Abiejų rūšių 2 colių dydžio padėklus pagamino ir patiekė, gamintojas Powerway Wafer Co. Ltd., „fluoroware“ tipo kontaineriuose po vieną supakuotus inertinėje atmosferoje. Pateikti InAs padėklai buvo (100) orientacijos, legiruoti siera, n tipo, legiravimas siekė $(1 \div 5) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Pagal gamintojo pateiktą specifikaciją orientacijos nuokrypis yra $\pm 0,5^\circ$, o defektų tankis neviršija $1,5 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$. Padėklo storis – $500 \pm 25 \text{ }\mu\text{m}$. GaSb padėklai pasižymėjo tokiais pat savybėmis, išskyrus tai, kad jie buvo legiruoti cinku, buvo p tipo, krūvininkų tankis siekė $(5 \div 100) \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ir defektų tankis buvo mažesnis nei $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}$. Nepaisant nepriekaištingos tiekiamų padėklų kokybės, prieš įkeliant į MBE pakrovimo kamerą, visus juos reikia atidžiai patikrinti, ar jų paviršius nėra užterštas. Jei netyčia būtų įkrautas smarkiai chemiškai užterštas padėklas, jis galėtų ne tik užsiteršti visa MBE sistema, bet ir sugadinti turbomolekulinį vakuuminį siurbį, esantį pakrovimo kameroje, bei vakuumo slėgio jutiklius.

Technologiniuose eksperimentuose naudota Veeco GENxplor MBE mašina leidžia auginti ne vien ant pilnų padėklų, bet galima naudoti padėklų ketvirčius, kas dažniausiai ir buvo daroma, nes tokiu atveju rezultatų išeiga būna didesnė. Tokiu atveju, padėklus reikia skelti į keturias dalis išilgai $[0\bar{1}\bar{1}]$ ir $[0\bar{1}1]$ krypčių.

Paruošus padėklus, jie yra įdedami į molibdeninius padėklo laikiklius (moliblokus) ir sudedami į bandinių kasetę, kuri įkraunama į pakrovimo kamerą. Pakrovimo kameroje yra pasiekiamas 10^{-7} torr. slėgis ir tada, naudojant halogenines lempas, atliekamas pirminis padėklų atkaitinimas (terminimas nuvalymas). Terminis valymas vyksta 200°C temperatūroje ir trunka 2 valandas. Šio proceso metu nuo padėklų ir moliblokų nugaruoja vandens ir kai kurių organinių junginių molekulės. Pasibaigus šiam procesui, slėgis kameroje turėtų nukristi iki 10^{-8} torr. Jei taip įvyko – laikoma, kad pirminis nusivalymas yra sėkmingas ir bandinių kasetė yra perkeliama į buferinę kamerą, kur jau yra laikoma UHV sąlygomis. Esant poreikiui, buferinėje kameroje gali būti atliktas antrinis padėklo atkaitinimas. Po to padėklas gali būti perkeliamas į auginimo kamerą.

3.4.2. Auginimo sąlygų nustatymas

Prieš pakraunant bandinius į auginimo kamerą, turi būti atlikti tam tikri pasiruošiamieji darbai. Visu pirma, kelios valandos prieš auginimą, turi būti pakeltos visų garavimo šaltinių temperatūros iki darbinių ir palaukiama bent keletą valandų iki nusistovės. Tipinės šiame darbe auginimo metu naudojamos temperatūros:

- Arsenas – 390 °C
- As skaldiklis – 900 °C;
- Indis – kakliukas 1020 °C, pagrindas 870 °C;
- Aliuminis – kakliukas kambario temperatūros, pagrindas 1000 °C;
- Stibis – kakliukas 1000 °C, pagrindas 515 °C
- Stibio skaldiklis 1000 °C
- Silicis – 1100 °C.

Kiek anksčiau turi būti paleidžiamas skystas azotas, kuris atšaldo kriopanelę ir slėgis kameroje turi pradėti mažėti. Nusistovėjus garinimo šaltiniams ir slėgiui pasiekus 10^{-9} torr, galima pradėti BEP (*angl. Beam Equivalent Pressure*) srautų matavimus. BEP matavimas yra atliekamas naudojant Bayard-Alpert joninį zondą. Kiekvienos naudojamos celės BEP nustatomas matuojant slėgių skirtumą esant atidarytai ir uždarytai šaltinio sklendei. T.y. srautas iš šaltinio yra nustatomas atimant kameros foninį slėgį iš atidaryto šaltinio srauto parodymų. Pirma, BEP matuojamas III grupės elementams, tada V grupės, baigiant arsenu, nes jis yra labai lakus ir likutinis arsenas labai lėtai pasišalina iš kameros. Celių temperatūra paderinama tokiu būdu, kad būtų gautas atitinkantis numatytą sukalibruotą augimo greitį BEP. Augimo greitis ir BEP priklausomybė yra pakankamai stabili ir beveik nekinta naudojant tą pačią celės konfigūraciją ir tą patį matuoklį. Tipiškos In, Al, Sb ir As augimo greičio kalibravimo priklausomybės parodytos 3.10 ir 3.11 pav. Paprastai augimo greičio priklausomybės nuo BEP kalibravimas iš naujo yra reikalingas atidarius MBE mašiną ar ką nors pakeitus garinimo celėse, įskaitant naują medžiagų užkrovą. Augimo greičio kalibravimas bus aprašytas tolimesniuose skyriuose.

Atlikus srautų BEP matavimus, kurie atitinka kalibracines kreives, stabilizavus temperatūrai ir slėgiui nukritus iki 10^{-10} – 10^{-9} torr, į vidų galima įvesti auginimo padėklą. Jis uždedamas ant specialios karuseles, vadinamos CAR manipulatoriumi (*Continuous Azimuthal Rotation manipulator*), kuri suka bandinį. Ši karusele leidžia RHEED matavimo metu valdyti padėklo

pasukimo kampą, o auginimo metu padeda užtikrinti auginamo sluoksnio tolygumą. Sukimosi greitis augimo metu siekia 15-20 rpm.

3.4.3. Oksido pašalinimas

Prieš auginat bet koki epitaksinį sluoksnį, nuo padėklo paviršiaus turi būti pašalintas oksido sluoksnis. Kiekvienam junginiui yra būdinga tam tikra oksido desorbcijos temperatūra. InAs ši temperatūra yra apie 525 °C. Paprastai InAs padėklų deoksidavimas atliekama ~530 °C temperatūroje esant pertekliniam arseno slėgiui, siekiant kompensuoti arseno desorbciją iš paviršius. Tipiškai naudojamas As₂ slėgis esant tokioms padėklo temperatūroms yra apie $1\div1,3\times10^{-5}$ torr, o tai atitinka 2,5 – 3 monosluoksnių augimo greitį per sekundę. Šis procesas trunka apie 15-30 minučių. Padėklo temperatūra reguliuojama remiantis optiniu piometru. Norint greičiau deoksiduoti padėklo paviršių, desorbcijos proceso metu galima naudoti šiek tiek aukštesnę temperatūrą, tačiau tam reikalingas didesnis arseno viršslėgis. Kartais padėklo temperatūra gali užkilti ir virš 560 °C, tad gali prasidėti indžio desorbcija, kuri gali suardyti paviršių, nes susidarys indžio lašai. Dėl šios priežasties deoksidacijos procesas turi būti atidžiai stebimas. Oksido pašalinimo procedūra yra kontroliuojama stebint RHEED difrakcijos vaizdus. Kol oksidas dar yra ant paviršiaus, nesusidaro akivaizdus RHEED vaizdo raštas. Tačiau, kai pradeda vykti oksido pasišalinimas, atsiranda aiškus, šiek tiek dėmėtas RHEED difrakcijos raštas, rodantis, kad paviršius yra be oksidų. Turi aiškiai matytis (2 × 4) rekonstrukcija, tokia kaip nurodyta 3.5 pav. Nepakankamai pašalintas oksidas taipogi gali pažeisti visą epitaksijos procesą. Jei stebint RHEED vaizdą pasimato rekonstrukcija (4 × 2), būtina nedelsiant mažinti padėklo temperatūrą, ligi sugrįš į (2 × 4) rekonstrukciją. Tada būtina vizualiai patikrinti padėklą per stebėjimo langelį. Jei jis tapo matinis – procesą galima stabdyti ir keisti padėklą nauju nes padėklo matiškumą sukuria susidarantys paviršiuje indžio lašai ir šis procesas yra negrįžtamas. Oksido desorbcija baigiama nusodinant ploną (~ 100-200 nm) buferinį sluoksnį, kuris auginamas ant padėklo, esant 505–515 °C temperatūrai ir esant tokiam pačiam arseno viršslėgiui.

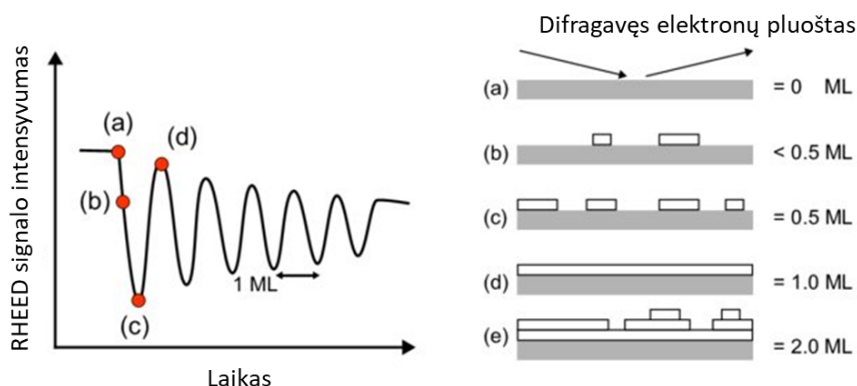
GaSb padėklų atveju, oksido pašalinimo procedūra yra tokia pati, tik vietoj arseno viršslėgio, yra sukuriamas stibio viršslėgis. Stibio BEP srautas yra palaikomas apie 2×10^{-6} torr. GaSb deoksidacija vyksta esant 540 °C temperatūrai. Laukiama RHEED rekonstrukcija yra (3 × 1). Ja pamačius, galima pradėti auginti GaSb buferinį sluoksnį.

3.4.4. Augimo greičio matavimas ir augimo režimų stebėjimas

Šiame darbe augimo greičio kalibravimui buvo naudojami du metodai – RHEED rašto intensyvumo osciliacijų matavimas ir dvigubo periodo supergardenės metodas. Pirmasis leidžia *in-situ* išmatuoti augimo greitį realiuoju laiku, todėl auginimo padėklo temperatūrą galima akimirksniu pakoreguoti. Tačiau, šio metodo paklaida yra pakankamai didelė ir gali siekti iki 10%. Antrasis metodas yra sudėtingesnis, nes reikalauja pilno užauginimo ir po to bandinio didelės raiškos rentgeno difrakcijos (HRXRD) matavimo. Šis metodas leidžia nustatyti tikrąjį užauginto bandinio storį bei struktūrą. Remiantis šiais parametrais galima išskaičiuoti tikrąjį auginimo greitį, kuris naudojamas tolimesnei kalibracijai bei auginimo programos rašymui.

RHEED intensyvumo osciliacijų matavimas

RHEED difrakcijos rašto intensyvumo svyravimai yra gerai paaiškinti 3.9 paveiksle.



3.9 pav. RHEED rašto intensyvumo osciliacijos (pirmas paveikslas) ir jų atitinkamas augimo režimui (antras paveikslas) [107].

Augimo pradžioje (taškas a) paviršius lygus ir todėl RHEED raštas yra ryškus. Po kiek laiko, kai nusėda keletas III ir V grupių atomų ant paviršiaus, pradeda formuotis salelės. Paviršius tampa šiurkštus ir RHEED raštas pritemsta dėl elektronų pluošto sklaidos (taškas b). Dėmių intensyvumas ant RHEED ekrano yra minimalus, kai paviršius yra visiškai netvarkingas (taškas c). Kai salelės pilnai susilieja, užaugęs sluoksnis bus baigtas (taškas d), paviršius vėl tampa lygus ir RHEED difrakcijos rašto intensyvumas pasiekia savo didžiausią vertę. Todėl vienas RHEED intensyvumo osciliacijos periodas atitinka vieną užbaigtą monosluoksnį. Augimo greitis yra apskaičiuojamas

randant monosluoksnių skaičių (tiesiog skaičiuojant RHEED intensyvumo virpesių smailių skaičių) ir išmatavus laiką, per kurį jie keitėsi. Tad padalinus pilnų osciliacijų skaičių iš laiko gauname augimo greitį išmatuotą monosluoksniais per sekundę. Vėliau, žinant auginamos medžiagos sudėtį ir jos kristalinės gardelės konstantą, šį didį galime konvertuoti į Angstromus per sekundę arba mikronus per valandą. Tačiau RHEED intensyvumo svyravimai suteikia ne tik informaciją apie augimo greitį, bet ir paviršiaus morfologiją bei augimo būdą. 3.9 pav. pirmajame paveiksle rodo idealų, sluoksnio po sluoksnio arba Frank-van der Merwe, augimo režimą, kai paviršius visiškai atsigauna po kiekvieno užaugusio monosluoksnio. Idealiu atveju, sluoksnis yra visiškai užpildytas prieš pradedant augti kitam sluoksniui ir osciliacijų amplitudė nesikeičia. Tačiau realybėje, sekantis sluoksnis pradeda formuotis prieš baigiant augti ankstesniam sluoksniui. Todėl augimo frontas pasiskirsto per kelis monosluoksnius. Ši priežastis lemia, kad, nors ir RHEED raštas osciliuoja, tačiau jo intensyvumas krenta. Kai intensyvumas krenta ypač greitai, tai vadinama Volmer-Webber augimo režimu, arba auga salomis. Laikui einant, kai augimas tęsiasi toliau, kartais galima pamatyti, kad RHEED signalas išnyksta arba tampa nebeįskaitomas ir ne visada tai yra blogai, o kartais kaip tik geras ženklas. Taip nutinka, nes paviršiaus difuzijos ilgis adatoms viršija vidutinį augimo terasos plotį ir adatomai migruoja į laiptelio kraštus, kur jie randa stabiliausias kristalizacijos vietas. Taigi, kristalas auga terasomis ir paviršius visą laiką išlieka beveik lygus, dėl ko RHEED osciliacijos nepasireiškia.

III grupės elementų augimo greičio kalibravimas

III grupės elementų augimo greičių kalibracinės kreivės sudaromos matuojant RHEED osciliacijas esant skirtingoms III grupės elementų temperatūroms ir esant V grupės elemento pertekliui. Tokiomis sąlygomis augimo tempas yra apribotas III grupės elemento atžvilgiu (laikant, kad prilipimo koeficientas yra vienetas). Kaip buvo aprašyta aukščiau, vienas RHEED svyravimų periodas atitinka vieną monosluoksnį. Po to BEP matavimai atliekami esant tokioms pačioms temperatūroms kiekvienam elementui III šaltiniui. Gauti taškai augimo greičio priklausomybėje nuo BEP diagramoje yra aproksimuojami tiesiškai.

Pažymėtina, kad, einant laikui mažėja medžiagos kiekis MBE reaktoriaus tigluose, todėl reikalingos aukštesnės temperatūros norint gauti tokius pat srautus. Todėl, sudarytos augimo greičio priklausomybės nuo temperatūros kreivės nėra tokios tikslios, kaip greičio priklausomybės nuo BEP kreivės.

V grupės elementų augimo greičio kalibravimas

Penktos grupės elementų augimo greičių kalibravimas atliekamas esant trečios grupės elementų pertekliaus sąlygomis, matuojant RHEED osciliacijas, esant skirtingoms V grupės celių automatizuotų vožtuvų padėtimis. Šio proceso metu skaldiklių ir sublimatorių temperatūros yra fiksuotos. Norint gauti III grupės elemento pertekliaus sąlygas, pirmiausia atliekami RHEED osciliacijų matavimai įprastomis sąlygomis (mūsų atveju – arseno arba stibio pertekliaus sąlygomis). Matavimai kartojami lėtai mažinant arseno arba stibio slėgį, valdant vožtuvo padėtį, kol augimo greitis pradės mažėti, o tai rodo, kad augimo režimas pasikeitė. Po to V grupės elementų BEP matavimai atliekami tose pačiose vožtuvo padėtyse, kurios buvo gautos šių elementų riboto augimo režimai.

Dvigubo periodo supergadelės metodas

Dvigubo periodo supergadelės metodas yra ženkliai tikslesnis būdas augimo greičio matavimams, tačiau, kaip buvo pasakyta, tai nėra realaus laiko metodas. Šis metodas pagrįstas išauginto mėginio supergadelės dvigubo periodo matavimais, naudojant didelės skiriamosios gebos rentgeno spindulių difrakcijos techniką. Dėl šios priežasties dvi supergadelės su skirtingais tos pačios medžiagų sistemos periodais yra auginamos ant padėklo. BEP matavimai turėtų būti atliekami prieš augimą arba po jo. Pradinius srautus galima reguliuoti naudojant ankstesnius kalibravimo duomenis arba tradicinę RHEED intensyvumo osciliacijų metodą. Periodai, gauti iš rentgeno difrakcijos matavimų, gali būti lengvai paverčiami augimo greičiu. Tai galima padaryti sprendžiant paprastą dviejų lygčių sistemą:

$$\begin{cases} \alpha t_1 + \beta t_2 = P_1 \\ \alpha t_3 + \beta t_4 = P_2 \end{cases} \quad (3.10)$$

Čia α – pirmos medžiagos augimo greitis (pvz. InAs), β – antros medžiagos augimo greitis (pvz. AlSb), t_1, t_2, t_3, t_4 yra atitinkamų sluoksnių augimo laikai pirmoje ir antroje supergadelėje. P_1 ir P_2 išmatuoti

superperiodai pirmos ir antros supergardelių. Tokiu atveju sprendimas tampa akivaizdus:

$$\begin{cases} \alpha = \frac{P_1 t_4 - P_2 t_2}{t_1 t_4 - t_2 t_3} \\ \beta = \frac{P_2 t_1 - P_1 t_3}{t_1 t_4 - t_2 t_3} \end{cases} \quad (3.11)$$

Šio metodo pranašumas yra tas, kad jis pasižymi geresniu atkartojamumu ir tikslumu, palyginti su RHEED intensyvumo osciliaciju metodu, kuris yra jautrus pradinio srauto šuoliui atidarius celės sklendę. Tačiau šis metodas yra taikomas tik III grupės elementų kalibravimui. Žemiau pateiktas pavyzdys, kaip naudojant dvigubo periodo supergardelės metodą, yra apskaičiuojami tikrieji InAs/AlAsSb supergardelės augimo greičiai. Tam tikslui buvo suformuotas bandinys VIA0024, kurį sudarė:

1. Pirmą supergardelę 80 periodų:

InAs, auga 26,8 s.

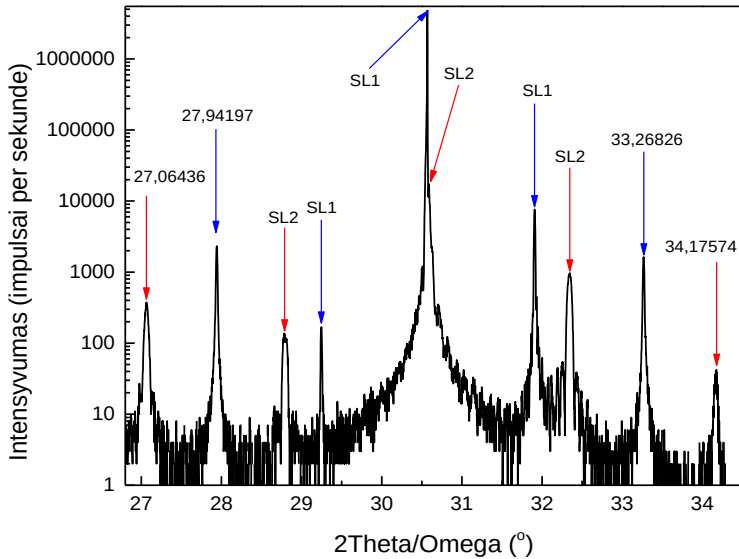
AlAsSb, auga 13,3 s.

2. Antrą supergardelę 30 periodų:

InAs, auga 16,8 s.

AlAsSb, auga 13,3 s.

Išmatuota VIA0024 bandinio XRD syravimų kreivė (3.10 pav.).



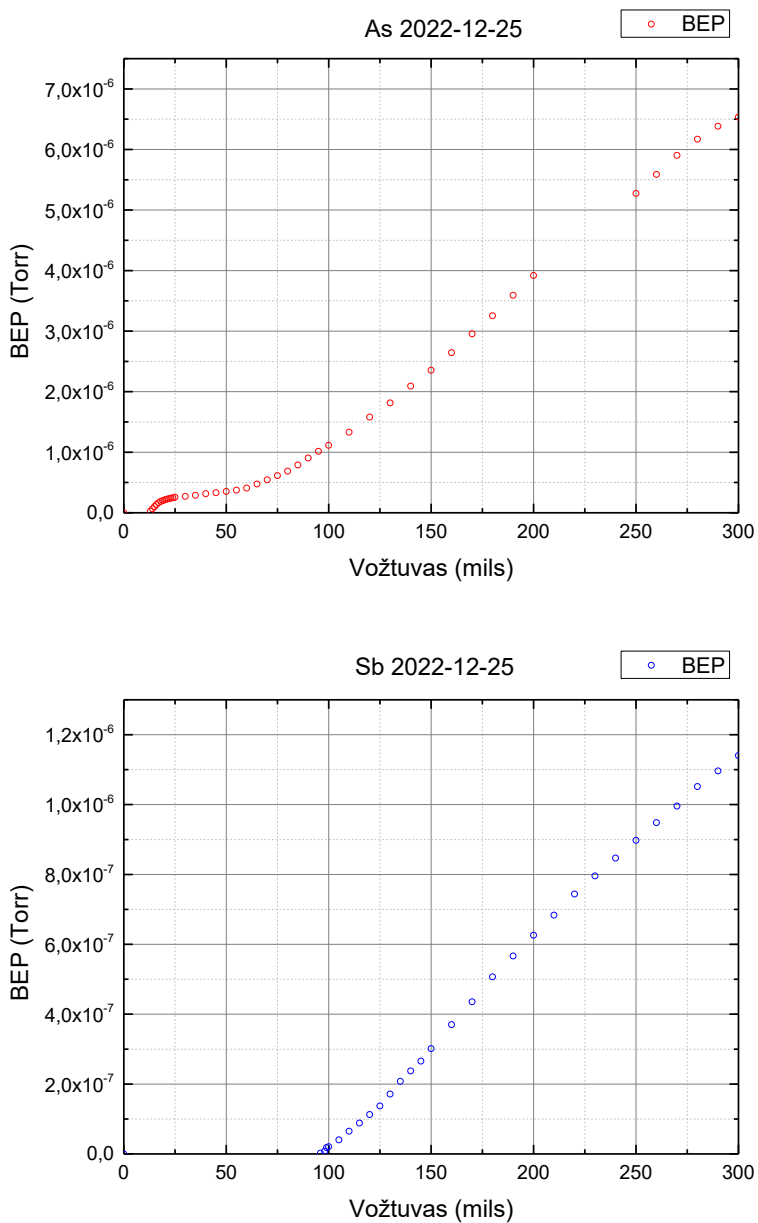
3.10 pav. Dvigubos supergadelės VIA0024 XRD svyravimų kreivė. Mėlynos rodyklės žymi pirmai supergardelei priklausančias XRD svyravimo kreivės smailes, raudonos – antrajai. Skaičiai virš rodyklių žymi šių smailių padėtį.

Gardelės yra auginamos naudojant skirtingą periodų skaičių, kas leidžia lengviau jas atskirti XRD svyravimų kreivėje. Didesnio periodų skaičiaus gardelės turi siauresnes, aštresnes intensyvumo smailes. Mažesnę kiekį turinčios – labiau išplitusias ir ne tokias intensyviausias smailes. Kai gardelės būna suderintos su padėklų, tai XRD svyravimų smailės persikloja su padėklo smaile. Padėklą atitinkanti smailė 3.10 pav. yra centrinė, pati intensyviausia smailė. Antras žingsnis, suradus atitinkamas smailes, yra pasirinkti kiekvienos gardelės vieną pagrindinę ir vieną atraminę smailę. Šiuo atveju, pasirenkame kraštines smailes ir išmatuojame jų padėtį laipsniais, bei apskaičiuojame eilės numerį tarp šių smailių. 3.10 pav. yra parodytos padėčių vertės ir abiejų supergardelių eilės numeriai (tarpai tarp smailių), kas yra lygu keturiems. Naudojant Braggo dėsnį, yra apskaičiuojami abiejų supergardelių tikrieji periodai, kurie šiuo atveju yra lygus pirmai supergardelei 38,5233 Å, antrajai – 28,8658 Å. Turėdami šias vertes ir realius augimo laikus, sprendžiame 3.11 lygtį. Taip apskaičiuojamas faktinis medžiagų augimo greitis $\alpha_{InAs} = 0,9676 \text{ Å/s}$ ir $\beta_{AlAsSb} = 0,9505 \text{ Å/s}$.

3.4.5.III-V grupės elementų srautų kalibravimo rezultatai

Šiame darbe vykdyti MBE auginimai buvo atliekami 2-3 savaitių sesijomis, kiekviena parą. Buvo pastebėta, kad tokia auginimo sesijos trukmė yra optimaliausia, nes maždaug tiek laiko lieka stabilūs kalibravimo rezultatai. Pirmiausia yra įvertinamas As ir Sb celių srauto tiesiškumas nuo vožtuvo apertūros atsidarymo ir šie matavimai atliekami rankiniu būdu. Labai svarbu įvertinti As ir Sb celių srautų tiesiškumo priklausomybę nuo apertūros atsidarymo kiekvieno kalibravimo metu. Tai suteikia kritinės informacijos, ties kuria apertūros pozicija srauto priklausomybė tampa netiesinė, nes šioje pozicijoje yra labai sunku valdyti srautą. Dažnai būna, kad esant ties netiesinės priklausomybės riba, srauto pokytis gali chaotiškai priklausyti nuo vožtuvo padėties ir tai įtakos atsikartojamumą. Jei reikalingi silpni srautai, tai geriau yra ieškoti alternatyvios auginimo procedūros, keičiant auginimo greičius, šaltinių temperatūras ar naudojant netiesioginius srauto valdymo metodus, kurie bus aprašyti toliau šioje disertacijoje. Rekomenduojame prieš šiuos matavimus atlikti vožtuvų padėties kalibravimą (*homing*), kas yra

automatizuotas procesas *Veeco Gen3 Explorer* mašinoje. Šie rezultatai yra pateikti 3.11 pav.:

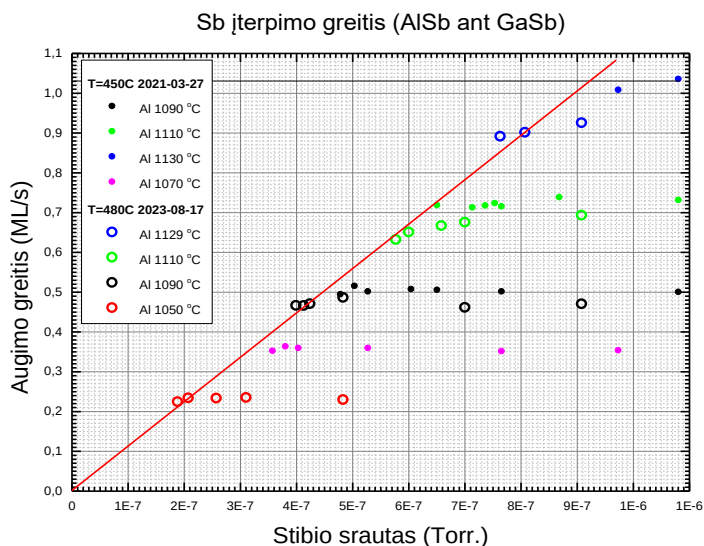


3.11 pav. As (pirma kreivė, esant 390 °C temperatūrai) ir Sb (antra kreivė, esant 1000 °C) srautų priklausomybė nuo garinimo celės vožtuvo atsidarymo padėties.

Beanalizuodami pademonstruotas priklausomybes, galime pamatyti keletą ypač svarbių technologinių niuansų. Visu pirma, arseno srauto priklausomybė nėra tiesinė. Yra zoną (šiuo atveju apie 50 mils), kur srautas nekinta, nors vožtuvo atidarymas didėja. Auginant epitaksinius sluoksnius, tą reikia turėti omenyje, nes prireiktus šiek tiek padidinti srautą, jis gali nesikeisti, o jei reikia sumažinti – galima netyčia pataikyti į staigaus kritimo zoną ir As srautas gali pasidaryti nepakankamas, kad suformuotų III-V junginį. Toliau seka tiesinės priklausomybės zona. Palankiausia yra auginimui naudoti būtent šią sritį, nes joje lengviau nusakyti vožtuvo poziciją norint parinkti tam tikrą darbinį srautą. Reikėtų paminėti, kad toks srauto ir šaltinio vožtuvo padėties priklausomybės netiesiškumas yra siejamas su arseno skaldiklio vožtuvo adatine konstrukcija. Ji sąlygoja ir tai, kad srautas atsiranda ne iš karto, kai tik atidaromas vožtuvas.

Stibis šaltinio srautas tokios priklausomybės neturi – jis yra griežtai tiesinis nuo pat srauto atsiradimo iki pat visiškai atverto vožtuvo. Skirtingai nuo arseno šaltinio, stibio vožtuvas turi perforuoto kamštelio konstrukciją, tad srautas pradeda tekėti tuomet, kai kamštelis yra išstumiamas iš celes, o tam reikalinga pakankamai didelė vožtuvo eiga. Dėl to srautas iš Sb šaltinio atsiranda pravėrus vožtuvą net iki 100 mils padėties. Atsiradus srautui, jo kitimo priklausomybė nuo vožtuvo padėties pasižymi griežtu tiesiškumu.

Atskira procedūra yra atliekama stibio įsiterpimo į III-V junginį greičio matavimui. Skirtingai nuo arseno, kurio įsiterpimo greitis yra matuojamas stebint RHEED rekonstrukcijos pokytį pereinant į V grupės deficito fazę ir nustatomas pagal III grupės elemento greitį, stibio trukumas nesukuria pokyčio RHEED piešinyje. Tad jo įsiterpimo greitis yra matuojamas naudojant taip vadinamas indukuotas osciliacijas, kur augimo greitis yra apribojamas ne III grupės, bet V grupės srautu. Matavimai yra atliekami prie kelių skirtingų III grupės srautų, keičiant stibio vožtuvo poziciją. Išmatuotos Sb įsiterpimo greičio priklausomybės nuo srauto (arba nuo vožtuvo padėties) kreivės yra pateikiamos 3.12 pav.

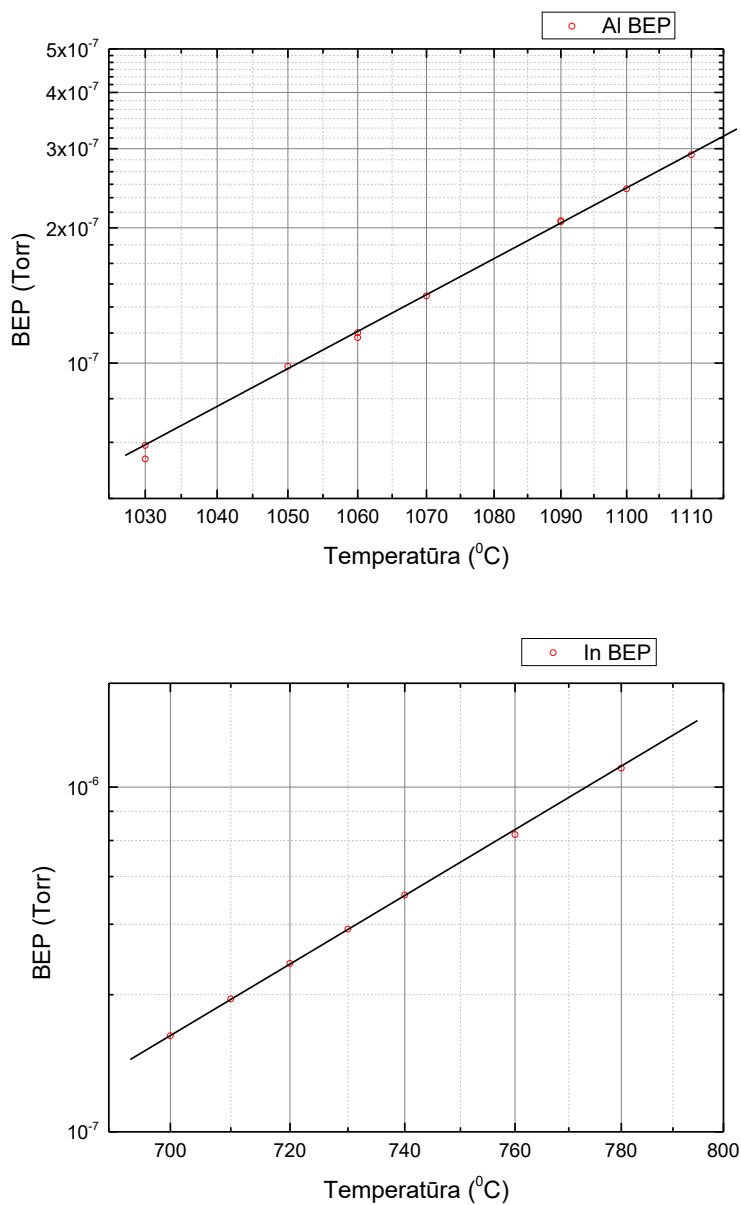


3.12 pav. Sb įsiterpimo greičio priklausomybės nuo srauto MBE mašinos kalibravimo metu.

Bismutas kaip ir arsenas bei stibis yra V grupės elementas, tačiau jo šaltinis skiriasi nuo arseno bei stibio ir pagal savo konstrukciją yra panašus į paprastą dviejų zonų III grupės šaltinį. Bismuto srautų matavimų bei kalibravimo procedūra yra identiška III grupės srautų matavimo bei kalibravimo procedūrai.

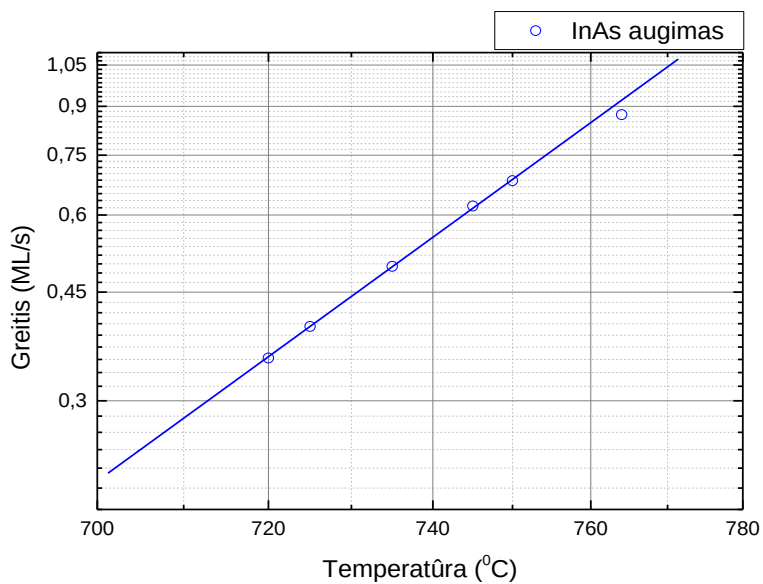
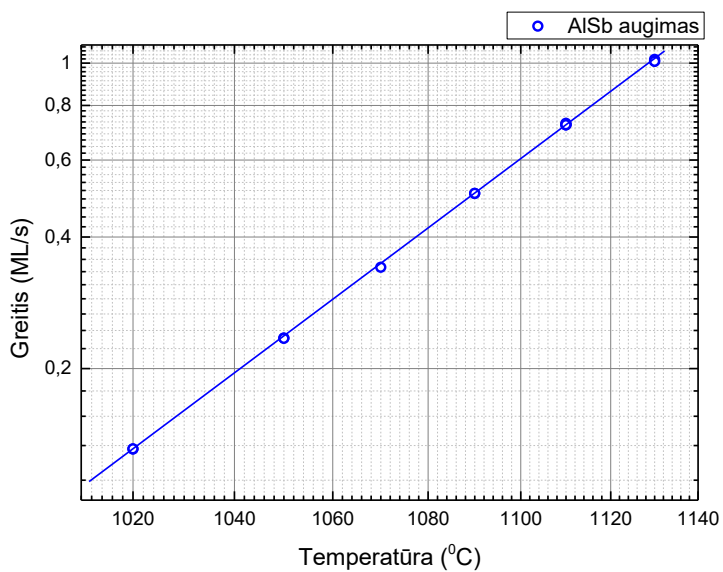
Sekantis žingsnis yra patikrinti III grupės elementų srautų priklausomybės nuo temperatūros ir esant reikalui juos perkalibruoti. Kaip jau buvo minėta, kalibravimas yra preliminarus greičio augimo nustatymo procedūra. Jis atliekamas matuojant srautus, temperatūras ir slukšnio augimo greičius iš RHEED atspindžio intensyvumo osciliacijų. Tikslus augimo greičio ir temperatūros santykio nustatymas yra III grupės šaltinių temperatūros bei srauto surišimas su augimo greičiais, išmatuotais auginant dvigubas supergardeles ir Rentgeno difrakcijos matavimų. Yra laikoma, kad augimo greitis turi tiesinę priklausomybę nuo srauto, tad kalibraciniai grafikai gali būti sudaromi trimis būdais: atidedant greičio priklausomybę nuo srauto ir ją aproksimuojant tiesę; atidedant augimo greičio priklausomybę nuo temperatūros, pateikiant ją Areniaus funkcijos atvaizdavimo metodu (greitis pateikiamas logaritminėje skalėje, temperatūra - atvirkštinėje skalėje); atidedant srauto priklausomybę nuo temperatūros taipogi pateikiant. Al ir In

elementų BEP priklausomybės nuo temperatūros yra pademonstruotos 3.13 pav.



3.13 pav. Al (pirmas paveikslas) ir In (antras paveikslas) BEP priklausomybės nuo celių temperatūros.

InAs ir AlSb sluoksnių augimo greičių, išmatuotų naudojant RHEED osciliacijas, priklausomybės pateiktos 3.14 pav.



3.14 pav. Pirmas paveikslas – InAs ant InAs padėklo augimo greičio priklausomybė nuo In temperatūros, antras paveikslas – AlSb ant InAs padėklo augimo greičio priklausomybė nuo Al temperatūros.

Atlikus šiuos visus kalibracinius matavimus galima pereiti prie tolimesnio bandinių auginimo.

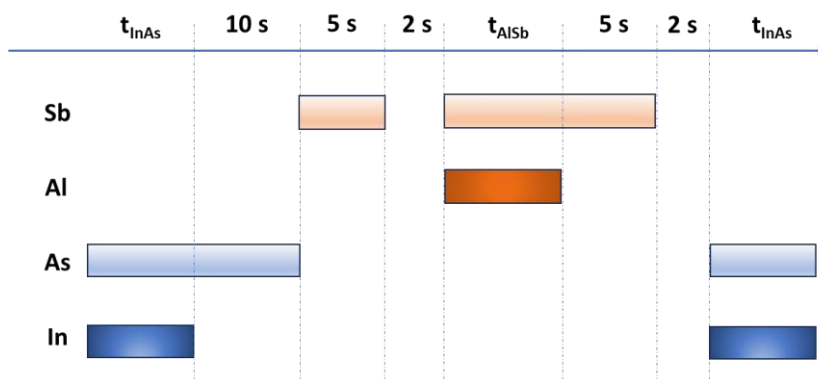
3.4.6. InAs ir GaSb buferio auginimas

Pirmasis kiekvieno bandinio augimo etapas yra buferinio sluoksnio nusodinimas. Šio sluoksnio paskirtis yra išlyginti padėklo nano matmenyse nelygumus ir paruošti dar aukštesnės kristalinės kokybės paviršių tolimesniam auginimui. Buferinio sluoksnio paviršiaus šiurkštumas yra labai svarbus tolesniam augimui ir kokybei kaip, kad oksido desorbcija. Šiame darbe buvo išskirtinai naudojami tik InAs bei GaSb padėklai. Tad prieš pradedant auginti epitaksinę struktūrą, priklausomai nuo sekančių sluoksnių sandaros ir naudojamo padėklo medžiagos, ant jo yra auginamas InAs arba GaSb buferinis sluoksnis, arba, tarkime, GaAs perinamasis sluoksnis. Paprastai augimo temperatūra ir perteklinis As arba Sb slėgis gali būti pakoreguoti remiantis paviršiaus rekonstrukcijomis, stebint RHEED raštą. Tačiau, nėra RHEED vaizdo vizualinio skirtumo temperatūros intervale 490–530 °C. InAs buferinis sluoksnis auginamas ant legiruotų InAs (100) padėklų, kurių augimo greitis yra 1 ML/s, kai elementų In:As srautų santykis yra 1:2,5. Padėklo temperatūra nustatoma esant 500-510 °C.

GaAs pereinamojo sluoksnio atveju, yra analogiška situacija. Pastarasis auginamas ant nelegiruotų GaSb (100) padėklų, kurių augimo greitis yra 1 ML/s, kai elementų Ga:Sb srautų santykis yra 1:2,5. Padėklo temperatūra nustatoma esant 490-500 °C. Svarbu paminėti, kad GaSb yra auginamas tik kaip buferis, kad būtų pataisytas padėklo paviršius ir GaSb padėklai buvo naudojami tik Mid-IR šiluminiams spinduoliams formuoti, bet nebuvo naudojami QCL struktūroms. Šiluminių spinduoliu atveju, po GaSb buferio būdavo auginami InAs bei AlAsSb sluoksniai.

3.4.7. InAs/AlSb struktūrų auginimas

InAs/AlSb QCL našumas labiau priklauso nuo augimo, palyginti su InP medžiagų sistema grįstais įrenginiais, nes kvantinio šulinio / barjero sąsajose nėra bendrų atomų. In-Sb arba Al-As jungčių buvimas sąsajose sukelia dideles deformacijas ir turi įtakos QCL struktūros kristalinei kokybei, jos vidutiniai gardelės konstantai ir elektroninėms savybės. MBE augimo metu InAs/AlSb sąsajų kokybė gali būti valdoma naudojant specialias sklendžių atidarymo sekas, palankias norimam tipo sąsajų formavimui [109]. 3.15 pav. parodyta klasikine laikomos naudojamos celių sklendžių atidarymo sekos diagrama skirtingų tipų sąsajų tarp InAs ir AlSb epitaksinių sluoksnių formavimui.



3.15 pav. Augimo seka, naudojama periodiškai InAs/AlSb epitaksinėms struktūroms, verčianti formuotis InSb tipo sąsajas po InAs sluoksnio ir InSb tipo sąsajas po AlSb sluoksnio.

Dėka šios sekos InSb tipo sąsajos yra suformuotos po InAs sluoksnių, o AlAs tipo sąsajos yra suformuotos po AlSb sluoksnių. Sujungimo tipų kaitaliojimas kompensuoja gardelės neatitikimų sukeltas deformacijas. Įvairių augimo sąlygų naudojimas, įskaitant V/III grupių elementų srauto santykio kitimas, lemia, kartais reikšmingą, QCL prietaisų veikimo skirtumą, nors jų dizainas gali būti toks pat. Šie skirtumai atsiranda dėl augimo metu atsiradusių QCL energijų juostos profilio nukrypimų bei priemaišų koncentracijos kitimo. Tikslingas As įvedimas į AlSb sluoksnius suteikia papildomą galimybę išlaikyti gardelės neatitikimo lygį tarp struktūros ir padėklo žemiau relaksacijos ribos. Trumpo bangos ilgio QCL struktūros, kuriuose yra labai ploni (6–20 Å) sluoksniai, yra labai jautrios tokiems augimo poveikiams kaip segregacija ir interdifuzija. Todėl, norint pataikyti į pageidaujamą emisijos bangos ilgį, būtina siekti, kad augimo greičių paklaida būtų ne daugiau nei apie 1%. Disertacijoje bus pateiktas ir kitas metodas, leidžiantis auginti šios medžiagų sistemos kvantinius kaskadinius lazerius bei struktūras, skirtas šiluminei spinduliuotei, su kiek kitoku priėjimu prie sandūrų formavimo, leidžiančiu ženkliai sumažinti morfologinių defektų tankį auginamoje struktūroje.

3.4.8. InAsBi struktūrų auginimas

Kaip prieš tai minėta, bismuto įterpimas į III-V grupės puslaidininkius yra sudėtinga ir komplikuota procedūra. Dėl savo didelio atomo radiuso bismutas apskritai nėra linkęs eiti į svetimą kristalinę gardelę ir esant pirmai pasitaikiusiai galimybei, bando iš jos pabėgti, arba kaip po to bus paminėta – suardo supergardių struktūrą, ją homogenizuodamas.

Vienas iš šio darbo tikslų yra ištirti bismuto poveikį InAs kvantinių duobių savybėms ir išsiaiškinti ar tikslinga būtų panaudoti Bi QCL struktūrose. Tam tikslui, kaip pirmas žingsnis buvo pasirinkta įterpti Bi į InAs sluoksni, tam kad būtų patikrintas L slėnio padėties kitimas. Kadangi bismutas yra V grupės elementas, jis turėtų užimti As vietą kristalo gardelėje. Tad esant As pertekliui, Bi tiesiog nesės, nes konkurencinėje kovoje dėl vietos visada laimi As atomai dėl efektyvesnės difuzijos. Todėl, InAsBi auginimo metu reikia pažeisti In ir As stechiometriją. Arseno turi būti mažiau nei reikia, kad formuotųsi kristalas ir į atsiradusią vietą sėstų Bi atomas. Tam tikslui pasiekti, pradžia yra nustatoma In ir As stechiometrinė riba. Keičiant As vožtuvo padėtį, po truputi yra mažinamas arseno srautas (taip greičiau ir patikimiau valdomas As srautas, nei mažinant celės temperatūrą) ir stebimas RHEED vaizdas. Akimirka, kai RHEED rekonstrukcija iš (2×4) pereina į (4×2) , yra laikoma stechiometrine riba – In:As srautų santykis, kuris pasiekia bandinio paviršiu ir tampa kristalu, lygi 1. Tada, As celės vožtuvas yra prisukamas dar 1-3 mils sukuriant V grupės atomų deficitą ir paleidžiamas Bi srautas. RHEED vaizdas turėtų būti (2×4) , bet ne visada jis aiškiai matosi, nors kristalas ir auga. Šis metodas yra pusiau aklas, nes ne visada galima pasitikėti RHEED vaizdu, dėl to šių V grupės elementų srautų suderinimas ir yra ypač sudėtingas. Kai norima įterpti nedidelį kiekį (1-2%) bismuto, sunkumų nesusidaro. Tačiau įterpti didelius kiekius bismuto yra ypač sudėtinga, nes RHEED vaizdas tokiu atveju tampa visiškai neryškus. Dėl šios priežasties ne visada pavyksta ne tai kad suderinti As ir Bi santykį, bet ir aplamai pasiekti stechiometrinės sąlygas. Pradėjus auginimą, taip pat vizualiai stebimas padėklas, ar netampa jis matiniu, kas rodytų, kad susidarė Bi arba In lašeliai. As ir Bi srautų derinimas remiantis BEP parodymais irgi nėra išeitis, nes Bi ir As atomai skirtingai prilimpa prie paviršiaus.

Kita kritiškai svarbi sąlyga yra padėklo temperatūra. Kaip anksčiau buvo minėta, bismidiniai dariniai auga esant gerokai žemesnei temperatūrai nei konvenciniai puslaidininkiai. Esant per aukštai temperatūrai, Bi tiesiog resorbuojasi nuo paviršiaus [110]. Remiantis prieš tai darytais FTMC tyrėjų darbais, šiame darbe buvo pasirinkta 320 °C padėklo temperatūra [111]. Tačiau, ši temperatūra yra per žema, kad tinkamai veiktų pirometrinis padėklo temperatūros stebėjimas, o siauras InAs arba GaSb padėklų draustinių energijų tarpas neleidžia esamomis priemonėmis nustatyti jų temperatūros iš sugerties krašto padėties, kaip tai yra daroma GaAs padėklų atveju, tad buvo remtasi MBE mašinos padėklo kaitintuvo termoporos duomenimis. Reali padėklo temperatūra galėjo būti tarp 200 °C ir 300 °C. Kadangi, tai rodo tik kaitintuvo, bet ne padėklo temperatūrą, tai tikroji temperatūra kiekvieno

auginimo metu gali būti vis kitokia ir priklauso nuo kiekvieno individualaus padėklo ir jį laikančio molibloko. Tad ne vien srautų, bet ir temperatūros kontrolė yra komplikuota.

3.5. Aukštos rezoliucijos rentgeno spindulių difrakcijos analizė

Rentgeno spindulių difrakcija (XRD) yra universalus, neinvazinės analizės metodas, skirtas tirti kristalines medžiagas ir ne tik. Difrakcija atsiranda, kai bangos sąveikauja su periodine struktūra, kurios pasikartojimo atstumas yra palyginamas su bangos ilgiu. Kadangi rentgeno spinduliuotės bangos ilgiai yra tokie patys, kaip tipiniai tarpatominiai atstumai kristalinėse kietosiose medžiagose - keli Angstremai, rentgeno spinduliai gali difraguoti dėl kristaluose pasikartojančios gardelių struktūros. Kitaip sakant, rentgeno spindulių difrakcija pasireiškia ir dėl kristalinės sandaros ir dėl užaugintos struktūros periodiškumo. Kai yra tenkinami tam tikri geometriniai reikalavimai, rentgeno spinduliai, išsibarstę iš kristalinės medžiagos gali konstruktyviai interferuoti, sudarydamos difrakcinį vaizdą. Difrakcijos sąlyga gali būti išreikšta Braggo dėsnio:

$$2d \sin \theta = n\lambda. \quad (3.12)$$

Čia d yra tarpplakštuminis atstumas tarp difraguojančių plokštumų, θ – kritimo kampas, λ yra kritusių rentgeno spindulių bangos ilgis, n – sveikasis skaičius, kuris nurodo difrakcijos eilę. 3.12 lygties išvestinė, kuris nurodyta 3.13 lygtyje, gali būti panaudota apskaičiuojant gardelės nesutapimą tarp epitaksinių sluoksnių ir padėklo:

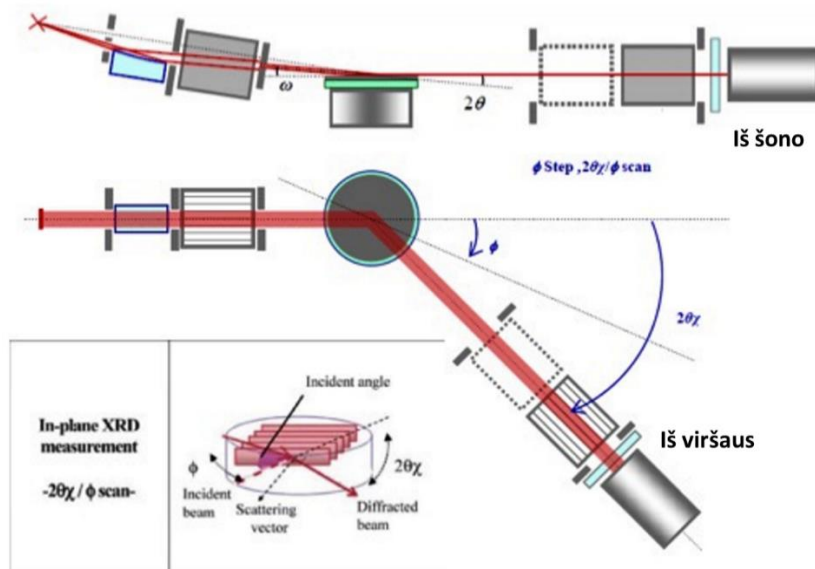
$$\frac{\delta d}{d} = -\delta \theta \cot \theta. \quad (3.13)$$

Čia $\delta \theta$ yra smailių atskyrimas tarp padėklo ir epitaksinio sluoksnių. Esant simetrinei difrakcijai:

$$\frac{\delta d}{d} = \frac{\delta a}{a}. \quad (3.14)$$

Čia a yra padėklo gardelės konstanta. $\delta a/a$ yra gardelės nesutapimas tarp epitaksinio sluoksnio ir padėklo. Tačiau, kai epitaksiniai sluoksniai yra ploni ($<0,1 \mu\text{m}$), 3.14 lygtis nebegalioja. Tokiu atveju, nesutapimas turi būti skaičiuojamas pasitelkiant modeliavimą.

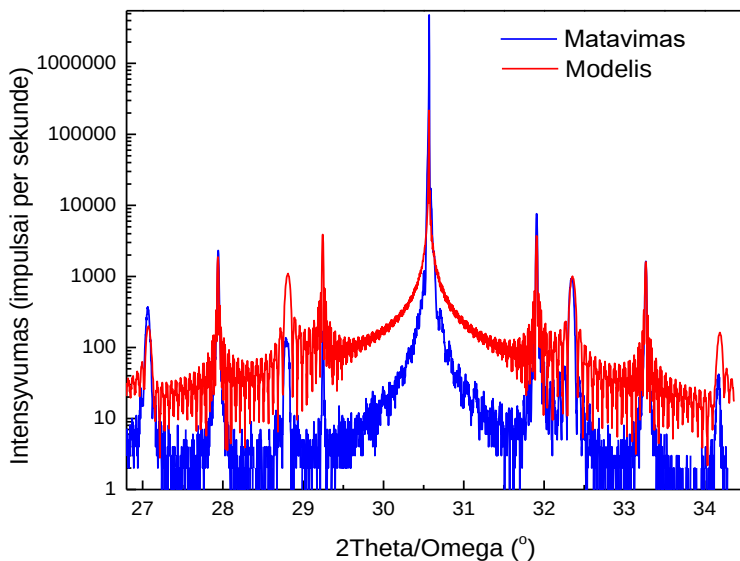
Šiame darbe yra naudojamas Smartlab (Rigaku) difraktometras su Ge (400) dvigubo atspindžio monochromatoriumi (Cu K α 1 rentgeno bangos ilgis 1,5406 Å) ir scinciliaciniu detektoriumi SC-70 (2D matavimams buvo naudojamas linijinis D/tex Ultra detektorius). Šio difraktometro scheminis veikimo brėžinys pademonstruotas 3.16 pav:



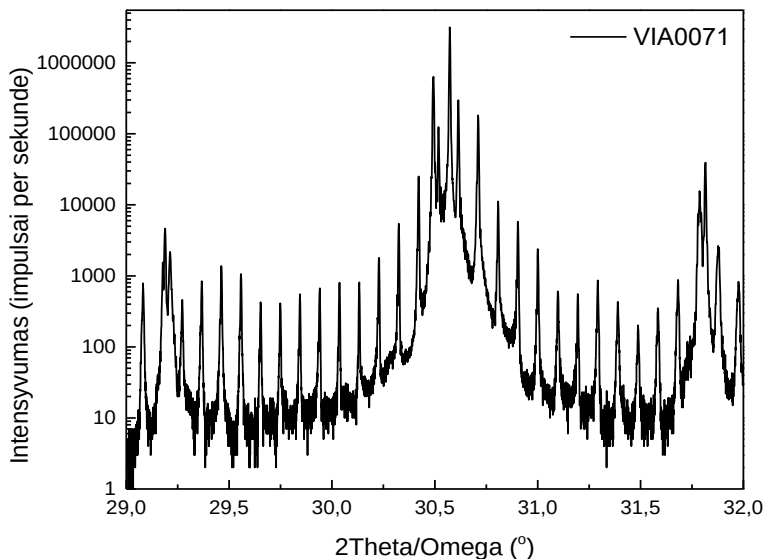
3.16 pav. Smartlab (Rigaku) difraktometro veikimo principas ir konstrukcinė schema (Paveikslėlis adaptuotas iš Rigaku kompanijos skelbiamos medžiagos).

Rentgeno spindulys prieš patekdamas į mėginį, praeina per Ge (400) 4-ių kristalų monochromatorių. Kadangi keturių kristalų difraguojami bangos ilgiai ir kampai turi griežtai atitikti Braggo dėsnį, Ge (400) monochromatorius gali valdyti divergenciją ir rentgeno spindulių bangos ilgio išplitimą. Difragavusią rentgeno spinduliuotę aptinka detektorius. Mėginys ant mėginių stotelės pritvirtinamas skaidria juoste. Mėginių stotelė ir sukimosi mazgas

yra vadinami goniometru. Goniometras yra keturių ašių sistema, kuri leidžia keisti 2θ , ω , ϕ ir ψ kampus. ω yra kampas tarp krintančio pluošto ir mėginio paviršiaus. Jis gali būti keičiamas nepriklausomai nuo 2θ kampo, kuris yra kampas tarp krintančio pluošto ir difrakcinio pluošto. ϕ yra sukimosi kampas aplink bandinio normalę, o ψ yra pasvirimo kampas apie horizontalią ir centruota liniją mėginio paviršiuje. Kai detektorius nustatytas žinomu Bragg kampu - $2\theta_B$, kristalas sukamas per θ_B . Gauta intensyvumo θ kreivė žinoma kaip siūbuojanti (*rocking*) kreivė. Toliau, 3.17 ir 3.18 pav. yra pateikiamos išmatuotos greičio kalibravimui skirtos XRD kreivės su modeliavimo pavyzdžiu ir pademonstruota, kaip atrodo QCL struktūros kreivė.



3.17 pav. Bandinio VIA0024 dvigubos supergardelės išmatuota XRD kreivė (mėlyna) ir struktūros XRD modelis (raudona). Centrinė, pati intensyviausia smailė yra pirmas difrakcinis maksimumas, kuris visada priklauso padėklui.



3.18 pav. QCL struktūros VIA0071 XRD kreivė – galime matyti difrakcines smailes nuo kelių skirtingų periodų supergardelių.

Naudodami „Philips X’Pert Epitaxy“ programinę įrangą galime sugretinti eksperimentinę svyravimo kreivę su modeliuota kreive ir gauti informaciją apie bandinio tikrąją sudėtį, sluoksnių storius ir įtempimus bei relaksacijas. Šis programinis paketas sprendžia Bragg’o difrakcijos lygtis, naudodamas Levenberg–Marquardt algoritmu, skirtu efektyviai spręsti netiesinius, mažiausių kvadratų uždavinius. Kadangi, šiame darbe buvo nustatinėjamos $\text{InAs}_{1-x}\text{Bi}_x$ struktūrų Bi koncentracijos ir kiti struktūriniai parametrai remiantis modeliavimo duomenis, tad tam tikslui buvo naudojami šie modeliavimo parametrai skaičiavimams:

InBi gardelės parametrai ir elastingės konstantos: $a=6.686 \text{ \AA}$, $c_{11}=58.5 \text{ GPa}$, $c_{12}=30.4 \text{ GPa}$, $c_{44}=27.5 \text{ GPa}$. [110].

InAs gardelės parametrai ir elastingės konstantos: $a=6.058 \text{ \AA}$, [111] $c_{11}=92.2 \text{ GPa}$, $c_{12}=46.5 \text{ GPa}$, $c_{44}=44.4 \text{ GPa}$. [110].

3.6. InAs/AlSb QCL prietaisų ir šiluminių spinduolių gamyba

Užaugintų kristalų apdirbimas yra antras pagal svarbumą technologinis procesas (po auginimo), nes šio proceso metu yra užduodamos kuriamų

prietaisų optoelektroninės savybės. Klaidos šiame procese kartais labiau nulemia prietaiso veikimą arba neveikimą, negu klaidos, kurios buvo padarytos auginimo metu. Tad šiame skyriuje pateikiami pagrindiniai InAs/Al(As)Sb QCL prietaisų ir šiluminių spindulių gamybos technologiniai žingsniai bei aptariama, kurie technologiniai parametrai turi didžiausią įtaką prietaisų veikimui.

3.6.1. Fotolitografijos procesas

QCL prietaiso gamyba prasideda nuo padėklo, ant kurio yra užauginta QCL struktūra, paruošimo tolesniems veiksams. Paprastai, plokštelės epitaksija atliekama ant 2 colių padėklo ketvirtadalio, kurio storis yra apie 500 μm . Pirmasis žingsnis yra bandinių skelimas, kur iš padėklo yra atskeliami 2-3 cm^2 gabaliukai. Skilimas vyksta palei kristalografines ašis, kad būtų supaprastintas skilimo procesas ir ekspozicinės kaukės išlygiavimas fotolitografijos procese.

Padėklą padalinus, turime daug bandinių, išsirenkame vieną ant kurio atliksime fotolitografijos procesą. Pasirinkus bandinį, judama link sekančio žingsnio, kuris prasideda riebalų ir dulkių nuvalymu, įmerkiant bandinį į acetoną ir izopropanolį. Po to plokštelė išdžiovinama suspausto azoto srove ir pakaitinama ant kaitlentės iki 120 $^{\circ}\text{C}$ per 10 minutes nusausinimo etapui. Šis žingsnis, vadinamas dehidratacija, yra būtinas fotolitografijos procesui optimizuoti, nes drėgmė gali paveikti fotorezisto sukibimą su bandinio paviršiumi.

Sekantis žingsnis yra bandinio apdorojimas centrifugoje, pritraukiant vakuumu prie disko ir užlašinant ant jo *TiPrime* – medžiagą, skatinančią fotorezisto sukibimą su padėklu. *TiPrime* yra tolygiai paskirstoma ant paviršiaus sukamuoju metodu (*spin-coating*) 6000 apsisukimų per minutę greičiu per 30 sekundžių. Po to *TiPrime* 2 minutes džiovinama ant kaitlentės 120 $^{\circ}\text{C}$ temperatūroje. Po šio žingsnio, baigus džiovinimą, lygiai tokiu pat, kaip ir prieš tai aprašytu metodu, yra užnešamas ir džiovinamas fotorezistas. Fotorezisto parinkimas priklauso pageidaujamo jo sluoksnio storio, kuris visais atvejais šiame darbe buvo 5 μm .

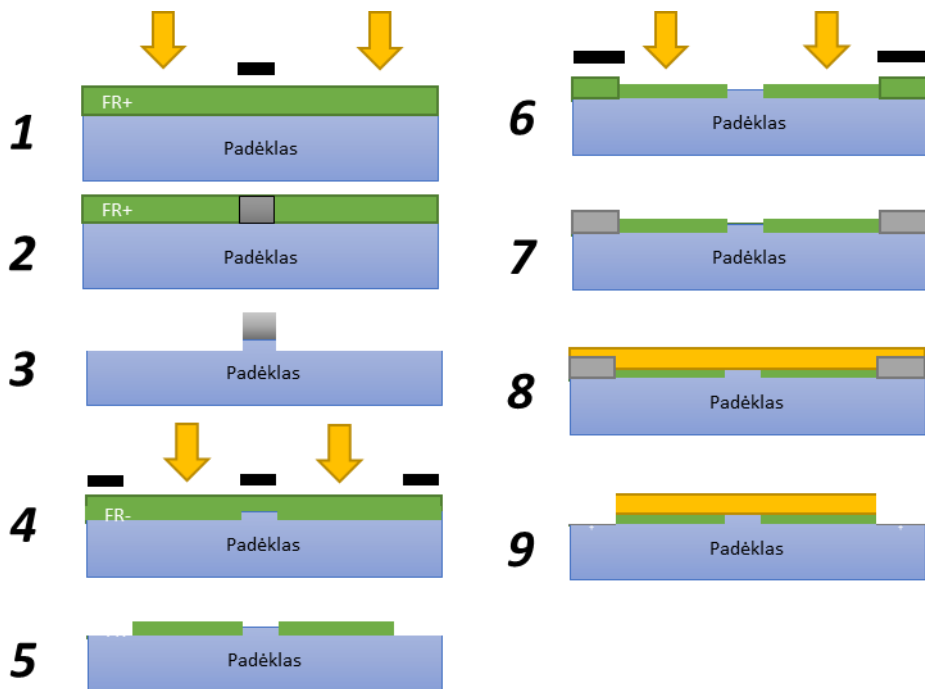
Baigus fotorezisto džiovinimą, bandinys yra paruoštas ekspozicijai. Ekspozicijai naudojama kaukė, kuri yra sulygiuojama su fotorezistu padengtu bandiniu, o fotorezisto eksponavimas per kaukę atliekamas plačiajuoste UV šviesa, kurios nustatyta energijos dozė yra 75 mJ/cm^2 . Eksponavimui naudojamas sutapatinimo įrenginys MA/BA6 (SUSS MicroTec).

Po bandinio ekspozicijos, plokštelė yra ryškinama naudojant $AZ351B:H_2O = 1:4$ fotorezisto ryškiklį. Ryškinimas trunka apie 50 sekundžių. Tada vyksta paskutinis pirmosios fotolitografijos etapas – sukietinimas $115\text{ }^{\circ}\text{C}$ temperatūroje per 50 sekundžių. Tai užtikrina, kad fotorezistas yra pakankamai stabilus, kad atlaikytų ėsdinimo procesą. Kvantinio kaskadinio lazerio keteros formavimui naudojamas fosforo, vandens ir vandenilio peroksido tirpalas $3H_3PO_4:3H_2O_2:1H_2O - 28\text{ ml}$ ir 50% citrinos rūgšties – 8 ml ėsdiklis, o ėsdinimo gylis nustatomas profilometru.

Ypač svarbi litografijos proceso dalis yra dielektriko padengimas. Galima naudoti sukietintą fotorezistą, kaip organinį dielektriką. Jis formuojamas iš fotorezisto, jį užnešus ant bandinio ir kaitinant 2 valandas $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ temperatūroje. Vietoje organinio dielektriko galima naudoti kristalinį SiN dielektriką, kuris užgarinamas naudojant PECVD metodą.

Galutinis žingsnis yra prietaiso kontaktų metalizacija, kuri yra būtina norint prijungti elektrinį maitinimą prie lazerinio mikrolusto. Metalizacija yra atliekama ant lazerinio sluoksnio keteros (viršutinė metalizacija) ir ant padėklo, ant kurio suformuota lazerinė struktūra, dugno (apatinė metalizacija). Ji gali būti atliekama tiek magnetroninio dulkinimo, tiek elektronų pluoštelio užgarinimo būdų. Viršutinės metalizacijos metu paviršius buvo padengtas Au/Ge/Ni/Au sluoksniais. AuGe 140 nm (čia Ge yra 12%), Ni 25 nm, Au 40 nm. Apatinio sluoksnio metalizacijoje buvo naudojama Ti/Au danga, kurioje Ti storis yra 15 nm, o Au – 220 nm.

3.19 paveiksle yra pateikta visa fotolitografinio apdirbimo proceso sekos schema.

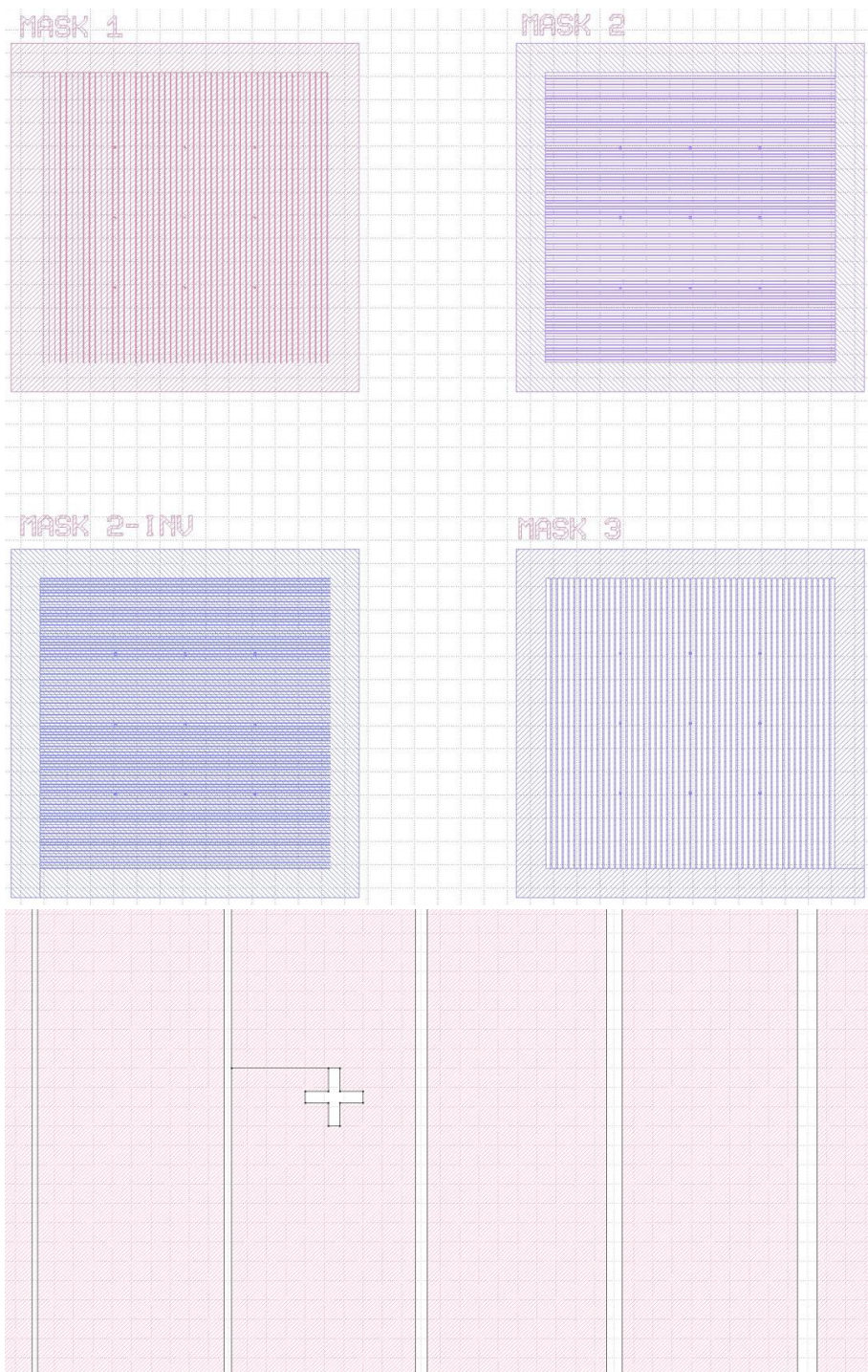


3.19 pav. Fotolitografijos proceso eiga. Geltonos rodyklės – UV švitinimas, žalia – fotorezistas, juodi brūkšniai – kaukė, geltona – užgarintas metalinis kontaktas, pilka – fotorezistas skirtas nukėlimui, šviesiai žalia – sukietintas fotorezistas, kuris atlieka dielektriko vaidmenį. FR žymėjimas reiškia fotorezistą, minuso ženklas – neigiamą fotorezistą, pluso – teigiamą fotorezistą.

Šiame darbe pirmiesiems QCL struktūroms apdirbti taip pat buvo suprojektuota fotolitografijos kaukių rinkinys, pademonstruotas 3.20 pav. Žvelgiant į 3.19 nurodytą litografijos proceso eigą ir į 3.20 pav. rodomas kaukes, visas procesas yra aprašomas šiais žingsniais:

1. Naudojant kaukę 1, užneštas teigiamas fotorezistas yra polimerizuojamas su UV spinduliuotę.
2. Po polimerizacijos, susidaro apsauginis fotorezisto sluoksnis ties vieta, kur turės būti lazerio ketera. Kaukės yra taip suprojektuotos, kad keteros projektinis plotis keistųsi tame pačiame bandinyje ir būtų atitinkamai 10, 20, 30, 40, 50 μm pločio.
3. Naudojant šlapią ęsdinimą, neapsaugos puslaidininkio vietos yra pašalinamos, lieka tik ketera. Polimerizuotas fotorezistas nuvalomas.

4. Naudojant kauke 2, naujai užneštas neigiamas fotorezistas yra polimerizuojamas – formuojamas dielektrikas.
5. Nuvaloma nepolimerizuotas fotorezistas ir naudojant kaitinimą 200 °C temperatūroje, fotorezistas yra sukietinamas, kad taptu dielektriku.
6. Naujai padengiamas teigiamas fotorezistas ir naudojant 3 kaukę, suformuojamos vietos, kur turės vykti kontaktų metalo nukėlimas, norint atidengti skaldymui skirta puslaidininkio sritį.
7. Nuvalomas nepolimerizuotas fotorezistas.
8. Naudojant arba magnetroninį arba elektronų pluoštelio dulkinimo metodą, suformuojami aukso kontaktai.
9. Atliekamas nereikalingo aukso nukėlimas, norint atidengti vietas skirtas kristalų dalinimui. Nenukėlus aukso, bandant atlikti kristalo padalinimą, jis gali neskilti, bet aukso kontaktas gali būti nuluptas nuo viso kristalo.



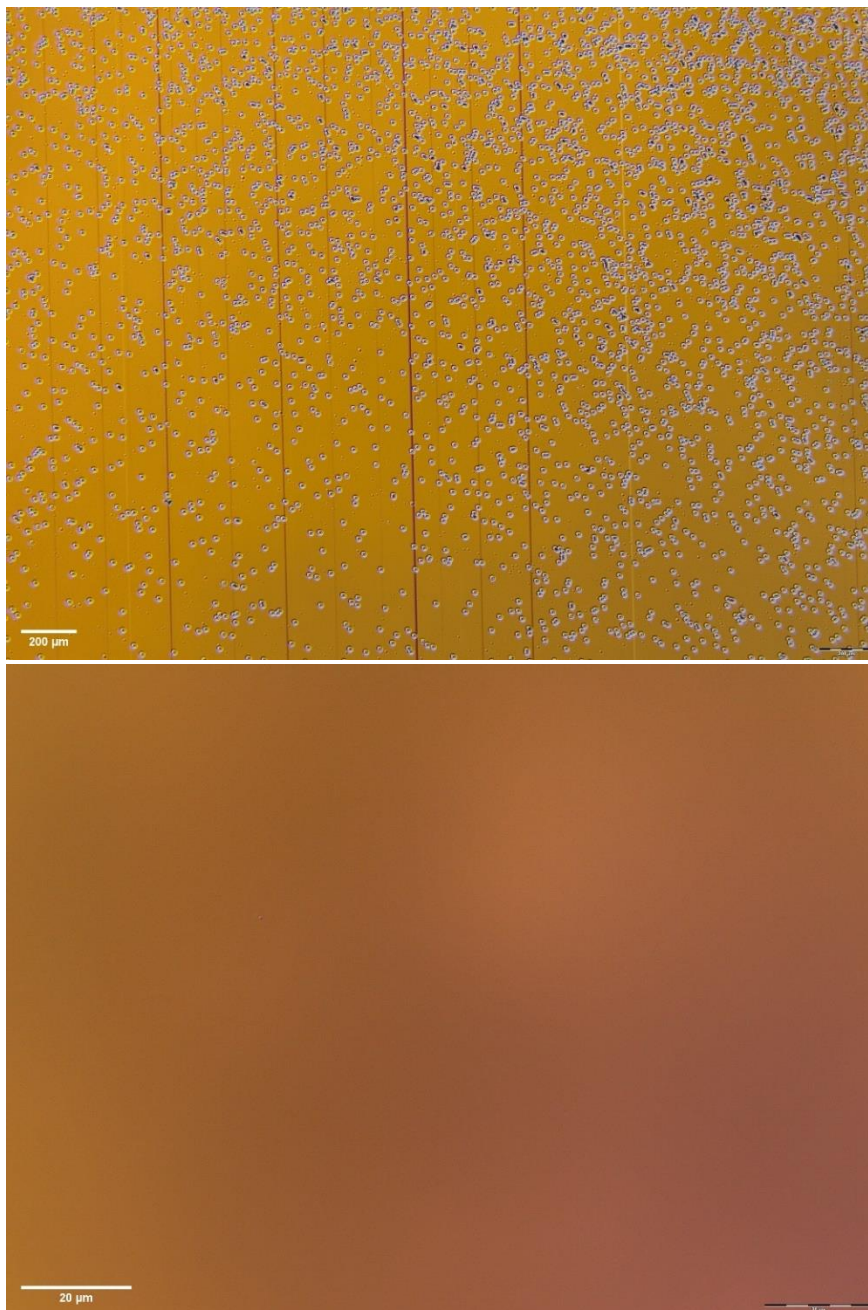
3.20 pav. Pirmas paveikslukas - naudojant Klayout programinį paketą, suprojektuotas fotolitografijos kaukių rinkinys. 4 kaukė yra 2 kaukės inversija, jei

prireiktų naudoti teigiamą fotorezistą vietoj neigiamo. Kaukių rinkinys suformuotas ant vienos foto plokštelės, 10x10 cm. dydžio. Antras paveikslukas – priartintas 1 kaukės vaizdas, kur matosi keturų plotis. Keturų plotis, iš kairės į dešinę atitinkamai 10, 20, 30, 40, 50 μm pločio. Pliuso ženklas – sutapinimo ženklavimas. Vienos kaukės dydis 2,5x2,5 cm.

3.6.2. Optinė paviršiaus analizė

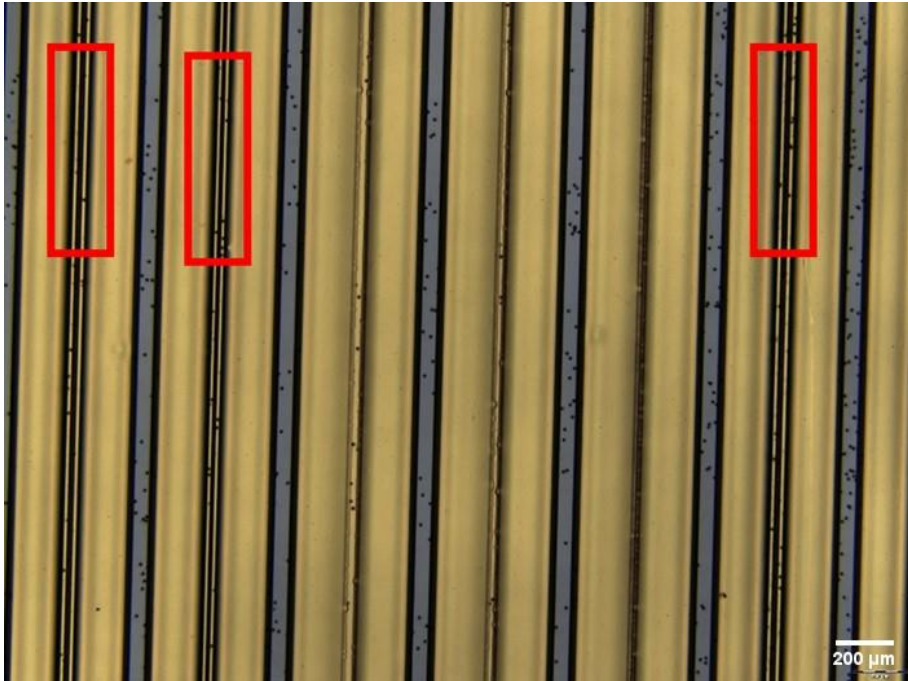
Vienas iš sparčiausių ir efektyvesnių būdų įvertinti epitaksinio sluoksnio paviršiaus morfologiją yra Nomarskio (diferencialinė interferencijos kontrasto) mikroskopija, kuri leidžia labai aiškiai pamatyti įprastais optiniais metodais nematomus paviršiaus defektus bei tiksliai įvertinti kristalinę kokybę. Diferencialinio interferencinio kontrasto (DIC) mikroskopija, taip pat žinoma kaip Nomarski interferencinis kontrastas (NIC) arba Nomarski mikroskopija, yra optinės mikroskopijos metodas, naudojamas kontrastui sustiprinti nedažytuose, skaidriuose arba veidrodinio paviršiaus mėginiuose. DIC veikia interferometrijos principu, kad gautų informaciją apie mėginio optinio kelio ilgį ir pamatytų kitaip nematomas savybes, kaip epitaksinio sluoksnio defektus. Palyginti sudėtinga optinė sistema sukuria vaizdą, kur objekto paviršiaus detalės arba aukščių skirtumas yra matomas skirtingomis spalvomis. DIC veikia atskiriant poliarizuotą šviesos šaltinį į dvi statmenai poliarizuotas tarpusavyje koherentes dalis, kurios yra erdviškai pasislinkusios mėginio plokštumoje ir prieš stebėjimą sujungiamos. Interferencija sujungimo metu yra jautri optinio kelio skirtumui (lūžio rodiklio ir geometrinio kelio ilgio sandaugai). Pridėjus reguliuojamą poslinkio fazę, kai mėginyje optinio kelio skirtumas yra nulinis, kontrastas yra proporcingas kelio ilgio gradientui išilgai šlyties krypties, todėl susidaro trimatis fizinis reljefas, atitinkantis optinio tankio kitimą.

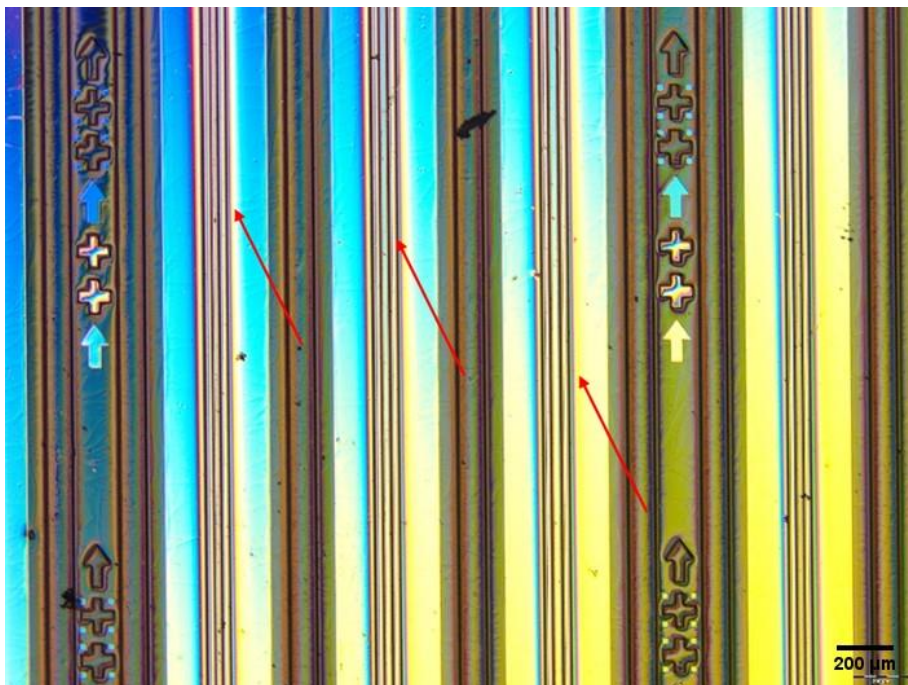
Ši metodas taip pat naudojamas įvertinti QCL keturų suformavimą, ėsdinimo kokybę, bei lustų sienelės, ar susidarę veidrodinis atspindys. Po auginimo, nepaisant vizualios bandinio paviršiaus inspekcijos plika akimi, jo paviršiaus kokybė yra ištiriama pasitelkus Nomarskio mikroskopiją. Tipiniai tiriamų epitaksinių paviršių nuotraukos, padarytos Nomarskio mikroskopu yra pateiktos 3.21 pav.



3.21 pav. Pirmas paveikslas – bandinys VIA0027 QCL. Matomi šviesūs taškai yra galimai indžio lašai, kurie susidarė nesėkmingos deoksidacijos procedūros metu. Šie lašai gali užtrumpinti lazerį, nes jie susidaro ne ant paviršiaus, bet ant padėklo ir ant jų neauga epitaksinis sluoksnis. Tai rodo As trūkumą deoksidacijos proceso metu. Antras paveikslas – bandinys VIA0034 QCL. Taip atrodo idealaus bandinys, turintis labai mažą defektų tankį, tinkamas tolimesniam apdirbimui.

Įsitikinus, kad paviršiuje nesimato metalo lašų ar nėra didelių dislokacijų ar kitų defektų, toliau yra atliekama litografija. Atlikus litografiją ir užgarinus kontaktus, yra patikrinamas bendras vaizdas (3.22 pav.).



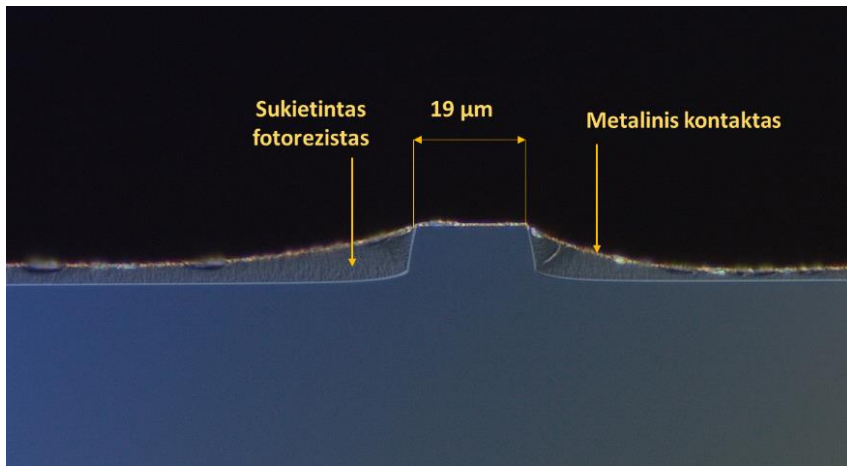


3.22 pav. Pirmoji nuotrauka - bandinys VIA0027 QCL, apdirbtas su pirmos kartos kauke. Raudonai pažymėtos keturų regionas, kur buvo suprojektuotos per siauros keteros ir jos buvo nuėsdintos. Antroji nuotrauka – bandinys VIA0052 QCL, apdirbtas su antros kartos kauke. Raudonos rodyklės rodo sėkmingai suformuotas keteras. Pliuso ir geltonų rodyklių ženklai – sutapatinimo ženklainimas.

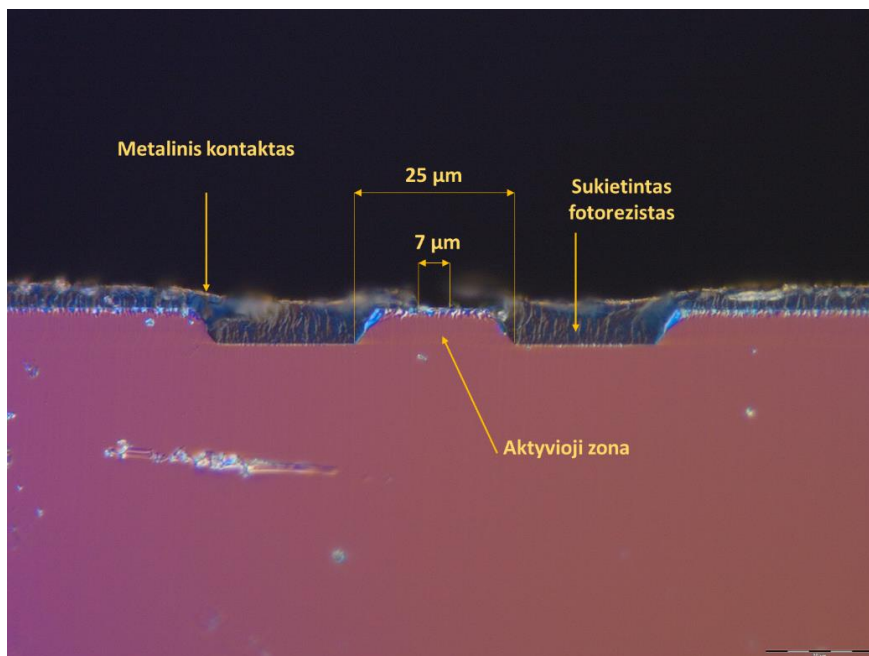
Šiame darbe buvo sukurtos dvi kaukių atmainos. Abiem atvejais, jos buvo universalios – buvo 5 pločių keteros vienoje keteroje: 10, 20, 30, 40, 50 μm . Tačiau, pirmoji kaukė nepasiteisino, nes buvo nepakankamai aiškūs sutapatinimo ženklai. Sutapatinimo ženklai yra būtina kaukių dalis, skirta vieną fotolitografijos etapą suderinti su kitu, kad nepasislinktu naujai formuojamas raštas ankstesnio rašto atžvilgiu. 3.22 pav. galime matyti patobulintus, puikiai matomus sutapatino ženklus antros kartos kaukėje. Taip pat, matome, kad pirmu atveju, buvo panaudoti per ilgi keturų ėsdinimo laikai. Teisingai susidariusios keteros yra tarp trijų tamsių plonų juostelių. Ten kur matomos tik dvi tamsios juostelės arba jų nėra iš viso, rodo, kad ketera nesusidarė – ji buvo tiesiog pilnai nuėsdinta.

Taip pat, ypač svarbus lazerinių kristalų apdirbimo technologinis sprendimas yra montavimo tipo pasirinkimas. Iš keleto egzistuojančių montavimo metodų, galime išskirti du pagrindinius būdus, kurie buvo naudojami šiame darbe: *Epi-side-up* ir *Epi-side-down*. Jų pavyzdžiai

atitinkamai pademonstruoti paveikslėliuose 3.23 ir 3.24, kartu su kitais lusto komponentais ir jų dydžiais. Kaip sufleruoja akronimai, šie montavimo metodai nurodo kaip prie lazerio korpuso ar radiatoriaus bus priglausti lazeriniai lustai – ar padėklas bus primontuotas ir epitaksinis sluoksnis bus viršuje, ar bus montuojama epitaksiniu sluoksniu į korpusą ir padėklas bus viršuje. Esminis skirtumas tarp šių montavimo metodų yra šilumos nuvedimas. InAs šiluminis laidumas yra gana prastas ir siekia tik $0.27 \text{ W cm}^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Palyginimui, InP šiluminis laidumas siekia net $0.68 \text{ W cm}^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Tad montuojant *Epi-side-up* būdą, šilumos nuvedimas vyksta per padėklą, o jo storis, net nušlifavus jį, siekia 100-300 μm . Per visą šį storį turi nueiti šiluma, o kadangi InAs nėra labai geras šilumos laidininkas, neišsklaidyta šiluma transliuojasi į aukštesnę aktyvios terpės temperatūrą ir didesnę krūvininkų sklaidą bei mažesnę lazerio našumą.



3.23 pav. *Epi-side-up* tipo keteros formavimas. Matomi yra pagrindiniai lazerinio lusto komponentai ir jų dydžiai.

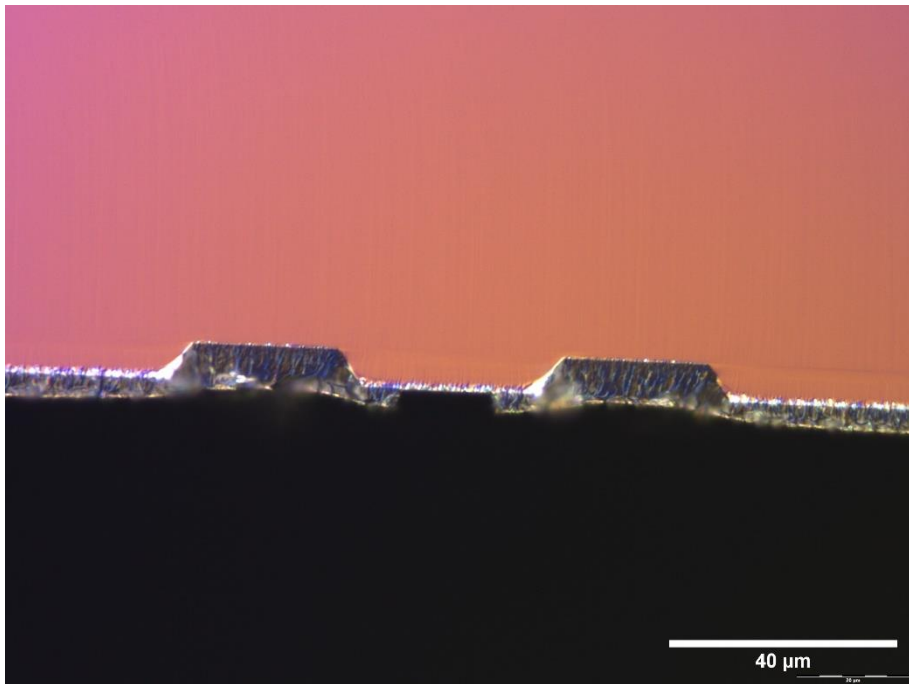


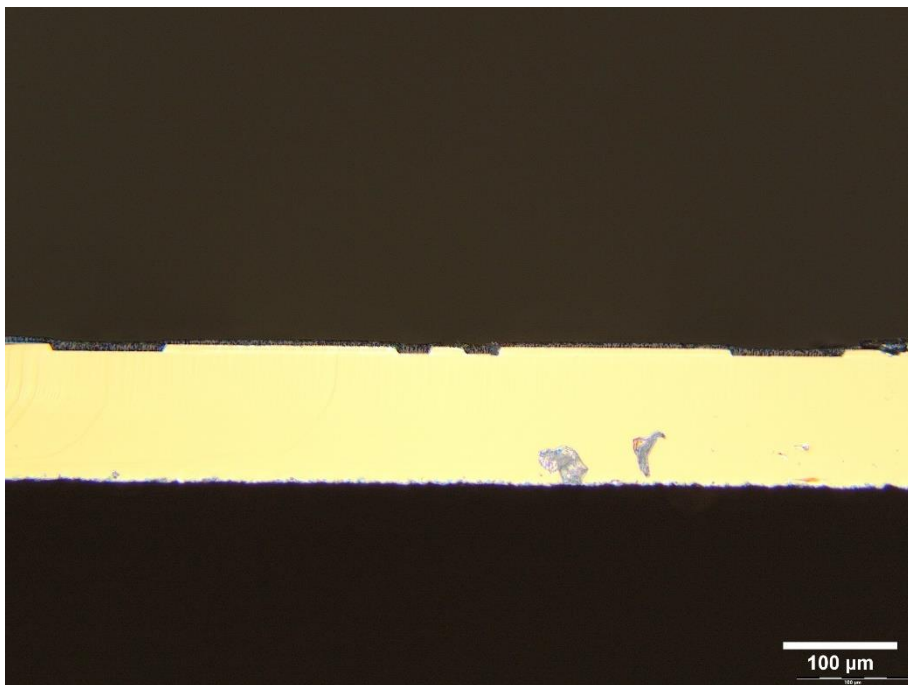
3.24 pav. *Epi-side-down* tipo keteros formavimas. Matomi yra pagrindiniai lazerinio lusto komponentai ir jų dydžiai.

Esant *Epi-side-down* atveju, kai epitaksinis sluoksnis liečiasi su korpusu ar radiatoriumi, šilumai tereikia įveikti 1-5 μm storį. Tokiu būdu galima daug greičiau pašalinti šilumą. Tačiau, pastarasis metodo formavimas reikalauja papildomų fotolitografinių žingsnių. Norint, kad lazeris veiktų stabiliai, esant kiek galima mažesniems srovių tankiams ir netgi nuolatinėje veikoje, labai svarbu yra užtikrinti gerą šilumos pašalinimą. Kadangi, mums nėra prieinama InP technologija, nes tam reikia atskiro MBE auginimo reaktoriaus (fosfidai ir stibidai negali būti toje pačioje auginimo kameroje, nes stibis yra labai lakus ir gali užteršti fosfidus augimo metu), tad šiame darbe daugiausiai buvo naudojama *Epi-side-down* lustų formavimo ir montavimo technologija.

Tolimesnis žingsnis yra bandinių skaldymas į lazerinius lustus ir keteros profilio išsėdinimo bei lusto kristalinės briaunos, ar susidarę veidrodinis atspindys, patikrinimas. Veidrodinis atspindys yra būtina lazerio veikimo sąlyga, nes tai yra lazerio rezonatoriaus dalis. Kartais galima lazerio briaunas padengti plonu aukso sluoksniu, norint padidinti atspindžio koeficientą, bet tai nėra būtina nes atspindys jau susidaro esant oro/kristalo sandūrai dėl didelio lūžio rodiklio skirtumų. Kadangi ilgabangėje srityje InAs lūžio rodiklis yra apie 3,4, tai oras/InAs atspindžio koeficientas bus apie 31%. To dažniausiai pakanka lazerinės emisijos sąlygoms tenkinti, bet yra labai arti ribos ir bet

koks paviršiaus netolygumas ar apnašos padidina šviesos išstrūkimą ir gali ženkliai padidinti reikalingą tinkamam stiprinimui sudaryti slenkstinę lazerio srovę. Tad, kristalas turi tiksliai skilti išilgai kristalografinės ašies ir neturi susidaryti terasos ar grublėtumai. Nomarskio vaizdo atveju turi matytis vientisos spalvos plotas ties aktyviąją zoną, iš kur turi išeiti šviesa (3.25 pav.).





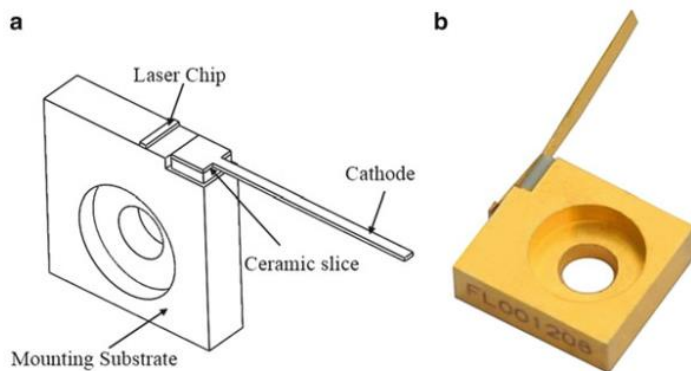
3.25 pav. Du pavyzdžiai, kaip atrodo kokybiškas lazerinio lusto briaunos skėlimas, sudarantis veidrodinį atspindį. Viršuje – bandinys VIA0052-2-1, apačioje VIA0052-2-2 lustai.

3.7. QCL prietaisų korpusavimas

Neužtenka tiesiog pagaminti lazerinių lustų, nors ir tokioje būsenoje iš jų galima gauti lazerinę emisiją. Juos reikia montuoti į matavimo sistemas, kurios turi tam tikrus lizdus, skirtus tam tikriems korpusų tipams. Galutinio lazerinio prietaiso surinkimas vadinamas įkorpavimu/supakavimu arba *mounting/packaging* ar *housing*. Šio proceso metu QCL lustas yra prilituojamas prie pagrindo ir įmontuojamas į korpusą, arba tiesiogiai įlituojamas į korpusą. Korpusas veikia kaip radiatorius ir nuveda šilumą nuo lazerinio lusto, taip pat palengvina elektros srovės tiekimą į lazerį. Korpuso parinkimas priklauso nuo galutinės lazerinės sistemos reikalavimų ir paskirties. Žemiau yra pateikiami populiariausi lazeriniai korpusai:

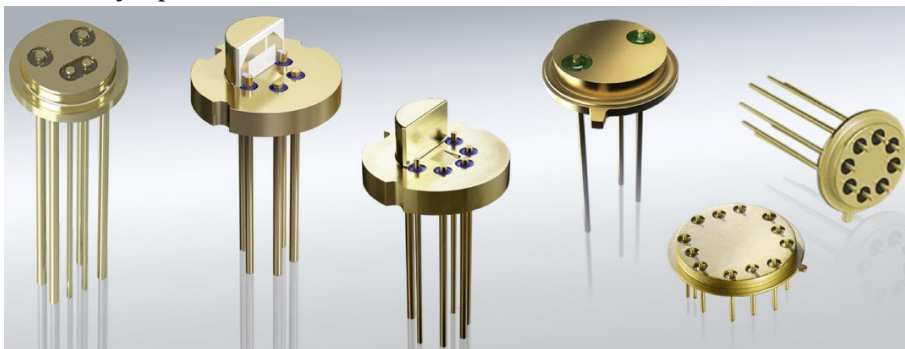
- C-mount – labai paprastas korpusas, kurio dydis nesiekia 1 cm. Nelabai tinkamas industriniams taikymams dėl prastesnio šilumos nuvedimo, bet labai patogus moksliniams tyrimams nes labai paprasta tvirtinti lustą.

Papildomas trūkumas – nėra galimybės apsaugoti nuo atmosferos poveikio.



3.26 pav. C-mount tipo lazerio korpusas [108].

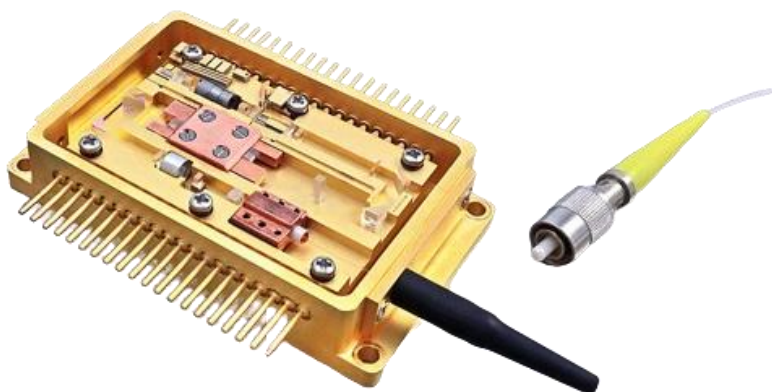
- TO5 – iš silicio lustų pramonės kilęs korpusas, pritaikytas lazeriams. Ypač kompaktiškas, savyje galintis turėti Peltje temperatūros stabilizavimo sistemą, bei gali būti korpusuojamas su dangteliu, kuriame yra langelis spinduliui išeiti. Surenkant inertinių dujų aplinkoje, galima užtikrinti, kad lazeris neturės sąveikos su deguonimi bei drėgme. Tai gali smarkiai padidinti tarnavimo laiką. Trūkumai – sudėtingas montavimas, nes visi komponentai yra ypač smulkūs, reikia vertikaliai pakreipti lazerio lustą. Pačio korpuso prijungimas prie galutinės sistemos reikalauja specialaus lizdo.



3.27 pav. TO serijos lazerių korpusai be dangtelių [108].

- High Heat Load (HHL) package – aukštos klasės uždaro tipo korpusas, kuriame gali būti tiek aktyvus temperatūros valdymo elementai, tiek optomechaninės dalys, spindulio valdymui. Didžiausias privalumas – korpusą galima pasirinkti, kad vietoj langelio lazerio spindulio išėjimui,

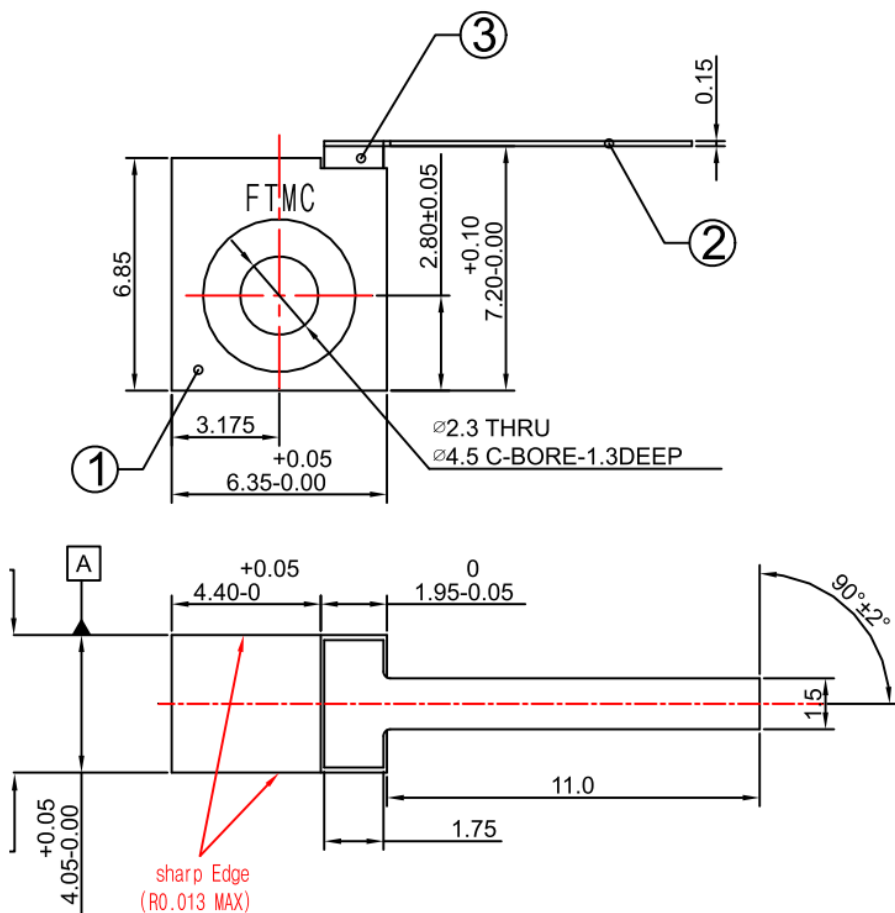
būtų suvedimo į šviesolaidį sistema. Tai leidžia padaryti labai universalią lazerinę sistemą, nes priklausomai nuo korpuso dydžio, galima integruoti maitinimo grandinę ir turėti kompaktišką lazerį:



3.28 pav. HHL package korpusas su prijungtu šviesolaidžiu [108].

Šiame darbe išimtinai buvo naudojami C-mount tipo korpusai dėl montavimo paprastumo ir prieinamos kainos. Moksliniams tyrimams, kai reikia greito testavimo, tai yra puikus pasirinkimas. Tačiau, dėl aukščiau išvardintų priežasčių, tai nėra tinkamas sprendimas pramonei ar montavimui į spektrometrines sistemas. Nors, ateities technologinės plėtros tikslas yra sumontuoti FTMC lazerinius lustus į HHL korpusus, tačiau jų surinkimo technologija reikalauja atskiros didelios vystymo.

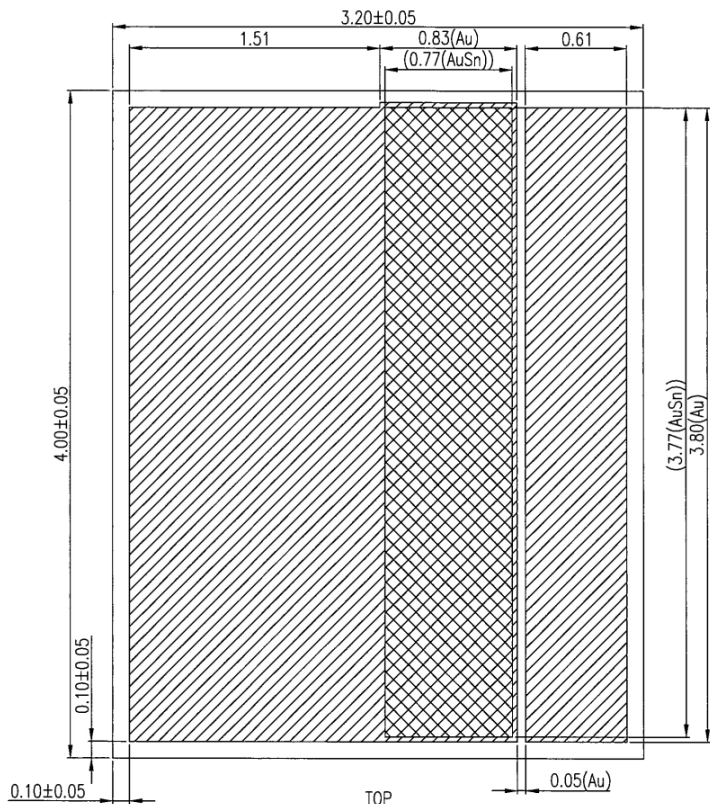
Kadangi visi lazeriniai korpusai yra gaminami pagal užsakymą, šio darbo rėmuose buvo suprojektuotas FTMC C-mount korpusas, kurio brėžinys pateiktas 3.29 pav. Korpusus pagaminto Pietų Korėjos įmonė „Metal Life“.



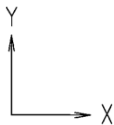
3.29 pav. FTMC C-mount korpusų brėžinys.

Pagaminus korpusus, galima pradėti lustų litavimą. Tai galima daryti tiesiogiai, patį kristalą lituojant prie korpuso, arba naudoti padėklą (*submount*). Padėklas paprastai parenkamas iš ypač aukšto temperatūrinio laidumo medžiagos, didelės galios lazeriams - pageidautina ant deimanto. Lazeris lituojamas prie tokio padėklo ir tokį padėklą galima montuoti į praktiškai bet kokią korpusą, kartu palengvina pavienių lazerinių lustų tvarkymą. Visi padėklai yra gaminami pagal užsakymą ir nėra jokių vieningų tipų, tačiau yra pagrindinės jų projektavimo gairės. Padėklą turi sudaryti mažiausiai dvi zonos – teigiamam ir neigiamam kontaktams prilituoti. Jie turi būti pagaminti iš aukso ir atskirti vienas nuo kito. Ant vienos iš zonų nuspręsta suformuoti specialią litavimo aikštelę pačiam lustui, kurios lydinį sudarytų aukso ir alavo mišinys, kuris užtikrins žemesnę litavimo temperatūrą. Padėklo ilgis negali būti mažesnis už lusto ilgį. Mūsų atveju visi lustai yra 2-5 mm

ilgio (kuo ilgesnis lustas, tuo didesnės galio lazeris, bet kartu reikia daugiau srovės ir daugiau reikia nuvesti šilumos). Lusto litavimo zonos plotis neturėtų būti mažesnis nei paties lusto plotis. Mūsų atveju 500 μm. Remiantis šiais principais buvo suprojektuotas FTMC lusto padėklas, kurį pagamino Japonijos įmonė Kyocera.



NOTES.
1. THIN FILM METALLIZATION



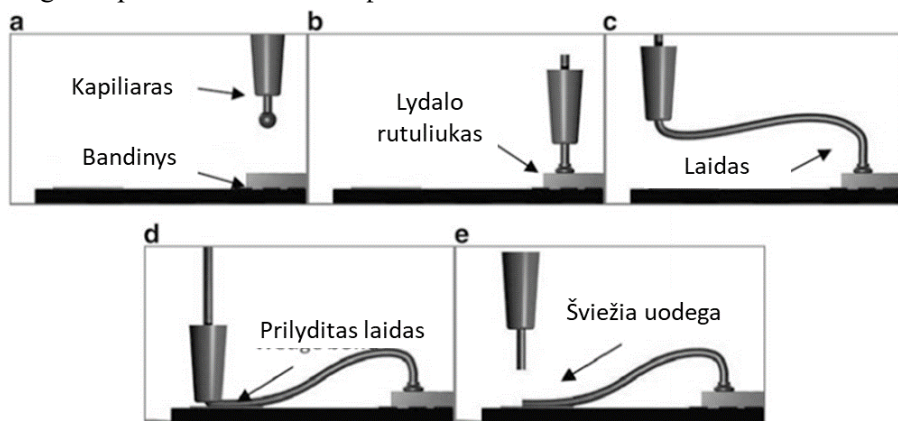
<div style="display: flex; align-items: center;"> <div style="width: 15px; height: 10px; background: repeating-linear-gradient(45deg, transparent, transparent 2px, black 2px, black 4px); margin-right: 5px;"></div> <div>AREA</div> </div>	*Ti : 0.10±0.03μm *Pt : 0.20±0.06μm *Au : 1.00±0.30μm MEASUREMENT WITH TOTAL METALLIZATION THICKNESS. (1.30±0.39μm)
<div style="display: flex; align-items: center;"> <div style="width: 15px; height: 10px; background: repeating-linear-gradient(-45deg, transparent, transparent 2px, black 2px, black 4px); margin-right: 5px;"></div> <div>AREA</div> </div> <div style="display: flex; align-items: center; margin-top: 5px;"> <div style="width: 15px; height: 10px; background: repeating-linear-gradient(45deg, transparent, transparent 2px, black 2px, black 4px); margin-right: 5px;"></div> <div>(ON AREA)</div> </div>	*Pt : 0.50μmNOM. **Au(73±5wt%)Sn : 3.0±0.9μm

*MARK : CONTROL WITH DEPOSITION CONDITION.

3.30 pav. FTMC QCL lustų padėklo projektas.

Lazerio lustas prie korpuso lituojamas dviem būdais. Lusto padėklo apačia gali būti padengta aukso ir alavo lydiniu – tokiu atveju, kristalas yra padedamas ant korpuso, korpusas įkaitinamas iki nurodyto lydinio lydymosi temperatūros ir tiesiog prilimpa. Kitu atveju, yra naudojamas indis – plonas indžio sluoksnis yra užnešamas ant korpuso, uždedamas kristalas ir tada korpuso temperatūra pakeliama iki 160-170 °C, indis išsilydo, korpusas atvėsina ir lazerio lustas tokiu būdu prisilietuoja prie korpuso. Vietoje indžio galima naudoti elektrai laidžius metalo ir epoksidinės dervos pagrindu gaminamus klijus, tačiau šiuo atveju yra sudėtinga valdyti lazerio poziciją, nes stingstant klijams, keičiasi jų storis. Be to, tokių klijų šiluminis laidumas yra daug prastesnis.

Paskutinė lazerio montavimo dalis yra viršutinių kontaktų prilitavimas. Tam yra naudojama plona aukso viela (25-100 μm storio). Ji prisegama naudojant termokompresijos metodą arba ultragarsinę kompresiją. Pastarasis metodas yra geresnis, nes neįspaudžiamas aukso laidas giliai į kontaktinę aikštelę ir sumažina dielektrinio sluoksnio pramušimo tikimybę. Šio proceso žingsniai pademonstruoti 3.31 pav.



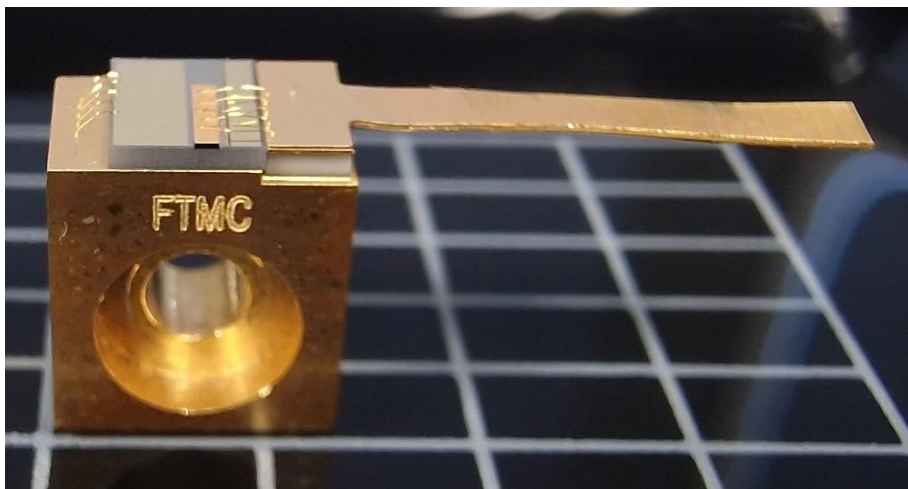
3.31 pav. Ultragarsinės kompresijos žingsniai prilituojant aukso vielą prie lusto [108].

Rekomenduojama naudoti ne vieną aukso laidelį, o keletą – taip tolygiau pasiskirsto srovė, sumažėja laidų kaitinimas, kartu sumažinama laidų perdegimo tikimybė, o esant nekokybiškam prilitavimui ir atšokus vienam iš laidų – lazeris vis tiek veiks.

Įtvirtinus lazerį į korpusą, labai rekomenduotina pamatuoti varžą tarp korpuso kontaktų. Jei varža yra begalinė – nėra kontakto, 10-100 Ω eilės, tai vadinasi kristalas patyrė elektrinį pramušimą arba yra užtrumpintas. Jei $>100 \Omega$ – lazerio lustas tinkamai sumontuotas ir galima tęsti jo

optoelektroninių savybių tyrimą. Tiesa, veikiančių lazerių žemoje įtampoje patikrinimo metu matuojamos varžos stipriai priklauso nuo jų tipo ir dizaino. Lazериuose, skirtuose emisijai trumpesnėse bangose, dėl didelių spindulinių šuolių energijų ir didelio periodų skaičiaus, rezonansinei būsenai pasiekti reikalingos didesnės įtampos, tad prie žemų įtampų jų varžos būna kilomų eilės ir gali siekti keliasdešimt kilomų. Tuo tarpu lazeriai, turintys mažesnes fotonų emisijos energijas prie pakankamai mažų įtampų gali turėti ir šimtų omų eilės varžas.

Vienas iš šio darbo metu sukurtų veikiančių lazerinių diodų pavaizduotas 3.32 pav.

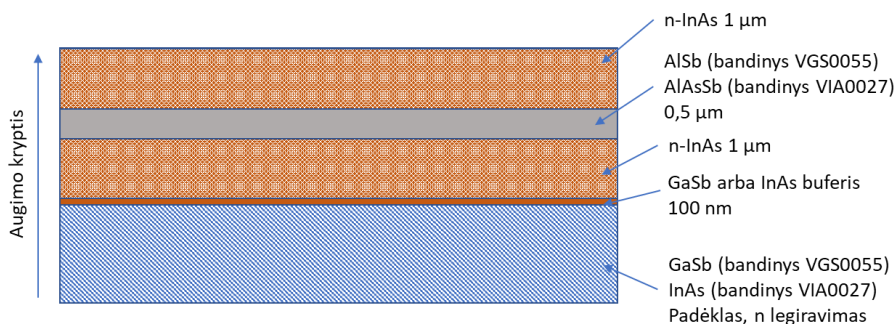


3.32 pav. Pirmasis Lietuvoje pagamintas QCL lazerinis diodas, sumontuotas pramoninio standarto korpuse.

3.8. Šiluminių spinduolių prietaisų formavimas

Šiluminių spinduoliu pagrindų veikiančių prietaisų formavimas yra gerokai paprastesnis procesas nei QCL prietaisų formavimas. Vienas iš pagrindinių šio darbo rezultatų ir buvo paprastesnės mid-IR šaltinių technologijos sukūrimas.

Pirmas ir pagrindinis žingsnis yra epitaksinio sluoksnio suformavimas, kuris ir sudaro viso prietaiso pagrindą. Žemiau pateikta, šiluminio spinduolio epitaksinė struktūra.



3.33 pav. Principinė šiluminio spindulio schema.

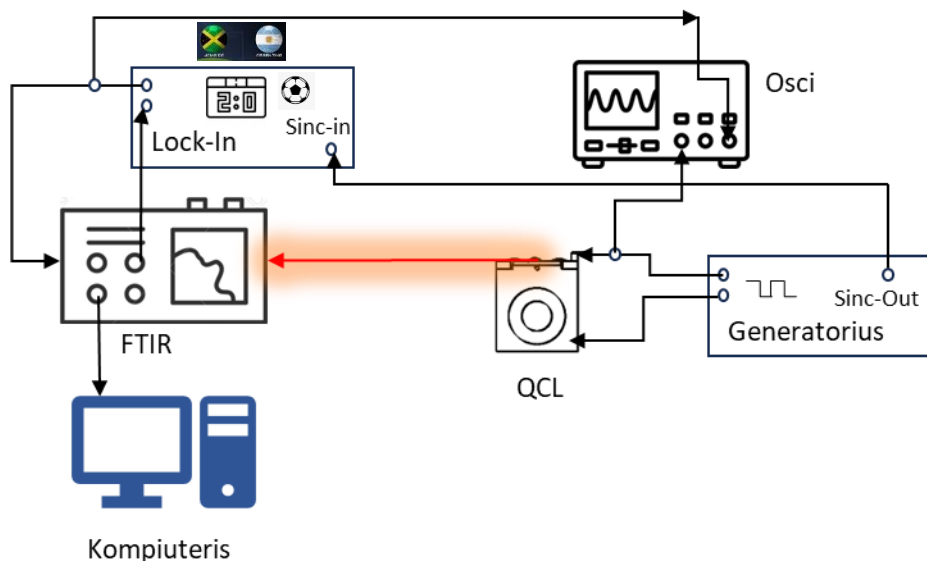
Darinys yra auginamas naudojant MBE metodikas, kurios buvo taikomos InAs/AlAsSb kvantinių kaskadinių lazerių auginimui. Be to, stipriai legiruotų sluoksnių auginimui buvo pritaikyta nauja auginimo metodika, kuri bus aprašyta žemiau.

Šio tipo spinduliai išsiskiria tuo, kad užauginus bandinį, jam nereikia jokios tolimesnės fotolitografijos. Skirtingai, nei prieš tai aprašyti TE prietaisų formavimo metodai, nereikia jokio paviršiaus apdirbimo. Priklausomai nuo galutinio taikymo, bandinys yra skaldomas į kvadratinės plokštelės 10x10 mm arba 5x5 dydžio, bet gali būti skaldomas į didesnių matmenų bandinius arba paliekamas tokio dydžio, kaip buvo užaugintas. Po to yra pasirenkamas bandinio žadinimo būdas. Tinkamiausias būdas yra naudoti kaitintuvą, nes galima pasiekti didesnius spinduliuotės intensyvumus nei su lazeriniu žadinimu. Tam tikslui pasiekti, bandinio plokštelės yra lituojamos prie kaitintuvo. Kaitintuvas gali būti bet koks – tai gali būti kaitrinė spiralė arba mini šiluminė platforma. Šiame darbe kai kurie bandiniai buvo montuojami prie valdomos temperatūros lituoklio galiuko, nes tai buvo patogus, greitas ir gerai valdomas metodas. Taip yra gaunamas veikiantis TE prietaisas, kurį galima naudoti tyrimams arba panaudoti kituose įrenginiuose.

4. Suformuotų QCL ir šiluminių spinduolių prietaisų savybių tyrimas

4.1. Optoelektroninių savybių charakterizavimo metodai

Visi šiame darbe suformuoti QCL prietaisai buvo testuojami impulsinio veikimo režime, tam kad būtų išvengta terminio pažeidimo galimybės. Buvo naudojami ypač trumpi, nanosekundžių trukmės impulsai. Optoelektroninių savybių matavimai, esant tokioms trumpoms impulso trukmėms, kai naudojamos aukštos srovės, nėra trivialūs. Tam reikalinga sudėtingas matavimo stendas, kurio principinė schema pademonstruota 45 pav.



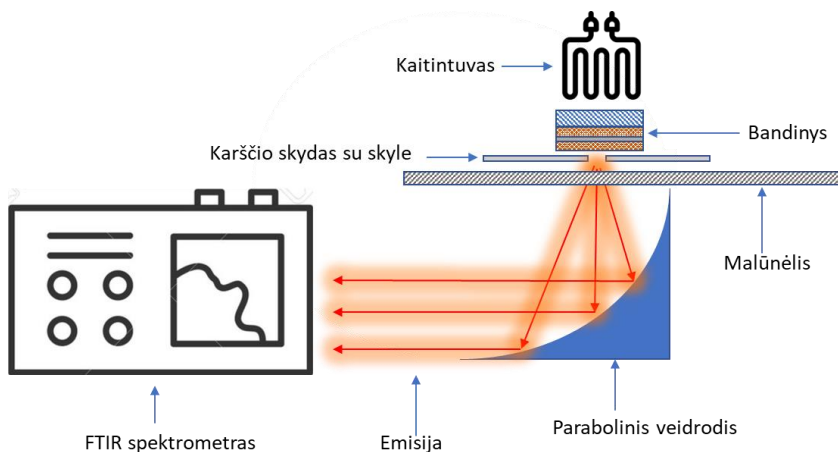
4.1 pav. QCL diodų matavimo stendo schema.

Matavimo stende naudojamas aukštos įtampos AVTECH AVRZ-5W-B impulsų generatorius, kuris elektriškai žadina QCL diodą su pasirinkto dažnio, amplitudės, uždelimo bei įtampos trukmės impulsais. Šis įtampos šaltinis leidžia generuoti ypač trapius impulsus (nuo 12 ns iki 10 μ s) su mažiau nei 6 ns impulso fronto trukme, esant įtampoms iki 500 V ir iki 10 A srovėms. QCL diodas buvo įstatytas į pasyvaus aušinimo radiatorių. Tarp diodo ir šaltinio yra 50 Ω beindukcinė varža, skirta suderinti banginei varžai. Pažymėtina, kad šioje varžoje vyksta pagrindinis įtampos kritimas, nes kvantinių kaskadinių lazerių maitinimui reikalingos kelių amperų eilės srovės. Tad jei lazerio emisijai pasiekti reikalinga 5A srovė, įtampos kritimas varžoje sudarys 250 V. Pačiame lazeryje įtampos kritimas priklauso didžiąją dalimi

nuo emituojamo fotono energijos ir kaskadų skaičiaus lazerio struktūroje. Jos būna nuo kelių iki keliolikos voltų. Srovė, tenkanti per diodą, yra matuojama naudojant srovės matavimo indukcinį zondą, kurio konversijos santykis yra 1:1 (1 V atitinka 1 A srovę) ir buvo matuojama naudojant osciloskopą Tektronix MDO3102. QCL spontaninės ir lazerinės emisijos spektrams matuoti buvo panaudotas Vertex 80 FTIR spektrometras su skystu azotu šaldomu gyvsidabrio kadmio telūrido (angl. *Mercury Cadmium Telluride* - MCT) detektoriumi. Iš jo išėjęs signalas buvo registruojamas ir stiprinamas sinchroniniu stiprintuvu SRS860 Lock-in Amplifier. Stiprintuvas buvo sinchronizuotas generatoriaus impulsais iš maitinimo šaltinio. Išmatuotas signalas buvo atgal paduodamas į spektrometrą, iš kurio apdorojamas kompiuteryje. Vienas Tektronix MDO3102 osciloskopo kanalas buvo panaudotas srovės matavimui iš indukcinio srovės zondo pagal aukščiau aprašytą metodiką, kitas kanalas buvo panaudotas tiesioginiam įtampos matavimui MCT detektoriuje ir naudojamas detektoriaus atsako stebėjimui. Matuojant lazerinių diodų elektrines charakteristikas, kartais įtampa buvo matuojama tiesiogiai prijungiant oscilografo spartųjį zondą prie lazerio gnybtų. Toks matavimas kiek iškreipdavo impulso forma, tačiau leisdavo tiksliau išmatuoti įtampos kritimą lazeryje. Šiuo antras osciloskopo kanalas buvo naudojamas įtampos matavimui, o optinio signalo amplitudė buvo nuskaitoma iš sinchroninio stiprintuvo. FTIR spektrometras buvo nekalibruotas, tad spinduliuotės intensyvumas buvo santykinis.

Norint išmatuoti QCL diodų voltamperines ir emisijos intensyvumo priklausomybės nuo srovės tankio charakteristikas, buvo pasitelkta FTMC tyrėjų parašyta speciali programa veikianti NI LabView 2009 programinėje aplinkoje.

Šiluminių spindulių matavimo stendo schema pavaizduota 4.2 pav.



4.2 pav. Šiluminių spindulių matavimo stendo schema.

Šiluminės spinduliuotės matavimo atveju, yra naudojama labai panaši į QCL charakteristikų matavimo stendo konfigūracija, tačiau esminis skirtumas yra šie: vietoje elektrinio kaupinimo sistemos yra naudojamas terminis žadinimas. Tam yra naudojamas reguliuojamos temperatūros kaitintuvas arba 800 nm. nuolatinės veikos, keičiamos galios lazeris. Priešais šaltinį yra metalinis karščio skydas su skylė, skirtas tam, kad būtų sukurtas taškinis šaltinis, kuri iš karto moduliuoja keičiamo sukimosi dažnio optinis malūnėlis, skirtas optinio signalo sinchronizacijai. Iš taškinio šaltinio išėjusi spinduliuotė yra kolimuojama su paraboliniu veidrodžiu ir nukreipiama į FTIR spektrometrą. Atliekant poliarizacijos tyrimus, tarp malūnėlio ir parabolinio veidrodžio, buvo statomas keičiamo kampo poliarizatorius.

Taip pat, šiame darbe buvo naudojama terahercinio žadinimo spektrometrija TES, siekiant ištirti InAsBi bandinių energijų slėnių padėtį. Šis metodas grįstas tuom, kad Femtosekundiniai lazerio impulsai, apšviečiantys puslaidininkio paviršių, sukuria nepusiausvyruosius krūvininkus. Kadangi fotosužadinti elektronai nuo paviršiaus juda greičiau nei skylės, dėl šio elektrinio krūvio erdvinio atskyrimo atsiranda dinaminis dipolis, kuris į laisvą erdvę spinduliuoja itin trumpus elektromagnetinės spinduliuotės impulsus [109]. Šio impulso amplitudė matuojama THz detektoriumi kaip lazerinės spinduliuotės fotono energijos priklausomybė. Kai elektronai fotosužadinami perteklinėmis energijomis, didesnėmis nei energijos atskyrimas tarp pagrindinės ir papildomos laidumo juostų slėnių, jų judėjimą apsunkina sklaida į didesnės efektinės masės ir mažesnio judrumo slėnius bei dinaminio dipolio stiprumas, dėl to pradeda mažėti THz impulso amplitudė. Fotonų

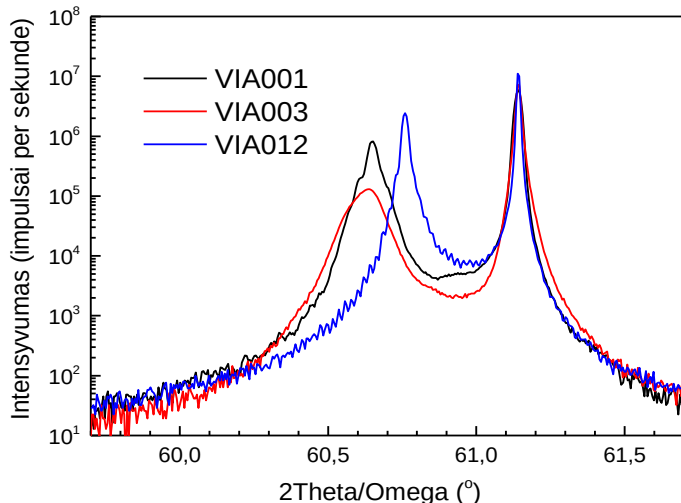
energijos, nuo kurių prasideda THz amplitudės mažėjimas, parodo energijos atskyrimą tarp slėnių puslaidininkio laidumo juostoje [110].

Eksperimentinis stendas buvo pagrįstas lazerine sistema (PHAROS, Light Conversion Ltd), veikiančia ties bangos ilgiu 1030 nm, o impulso trukmė 160 fs ir 200 kHz impulsų pasikartojimo dažniu. Vidutinė 6 W galia iš šio lazerio buvo nukreipta į optinį parametrinį stiprintuvą (OPA; ORPHEUS, Light Conversion Ltd), kuris generavo 140–160 fs trukmės impulsus, kurių centrinis bangos ilgis reguliuojamas nuo 640 nm iki 2600 nm. Šios lazerinės sistemos aktyvuotoje THz-TES konfigūracijoje tiriami paviršiaus krūvininkai buvo sužadinti OPA išvesties pluoštu, o spinduliuojami THz impulsai buvo registruojami fotolaidžia antena, pagaminta iš GaAsBi sluoksnio (TERAVIL Ltd). Šis THz detektorius buvo apšviestas maža Yb: KGW lazerinės spinduliuotės dalimi (vidutinė galia ~ 5 mW), kurios eigos kelias buvo keičiamas lyginant su ta spinduliuote, kuri sužadino tiriamą pavyzdį. Visi eksperimentai buvo atlikti kambario temperatūroje.

4.2. InAsBi darinių rezultatai

Šio darbo metu ant InAs (100) padėklų buvo užauginta eilė InAsBi bandinių. Trys iš jų (VIA001, VIA003, VIA012) dėl ženklesnio įterpto bismuto kiekio skirtumo buvo atrinkti tolimesniems tyrimams. InAs buferinių sluoksnių storis šiuose mėginiuose buvo atitinkamai 150 nm, 270 nm ir 120 nm. Buferio storiai skiriasi, nes jie augo tuo metu, kai kartu buvo atliekamas molekulinį srautų koregavimas. Kiekvienu atveju, skirtingai užtrukdavo srautų koregavimo procedūra, nes tam reikalingas RHEED intensyvumo osciliacijų matavimas bandiniuose. Šių osciliacijų matavimai, laiko atžvilgiu, yra sunkiai suvaldomi, tačiau didesnis buferinio sluoksnio storis bandiniams įtakos neturi. Šie matavimai buvo atliekami siekiant pakoreguoti InAs ir III/V grupės elementų srautų santykius bei augimo greitį prieš auginant InAsBi sluoksnius. InAsBi sluoksniai visuose trijuose mėginiuose buvo auginami 320 °C temperatūroje pagal padėklo kaitintuvo termoporos rodmenis. Šiuo atveju, kaip jau buvo minėta šiame darbe, pirometro rodmenys nebuvo prieinami, nes padėklo temperatūra buvo per žema. Išaugintų InAsBi sluoksnių storiai mėginiuose VIA001, VIA003, VIA012 yra atitinkamai 390 nm, 400 nm ir 500 nm. Visi mėginiai buvo auginami 0,5 monosluoksnio per sekundę greičiu. Pradinio mėginio VIA001 As₂/Bi BEP santykis buvo 12,9, o In/Bi BEP santykis buvo 15,4. Kitas InAsBi mėginys (VIA003) buvo skirtas didesniai bismuto kiekiui įterpti. Dėl šios priežasties As₂/Bi BEP santykis

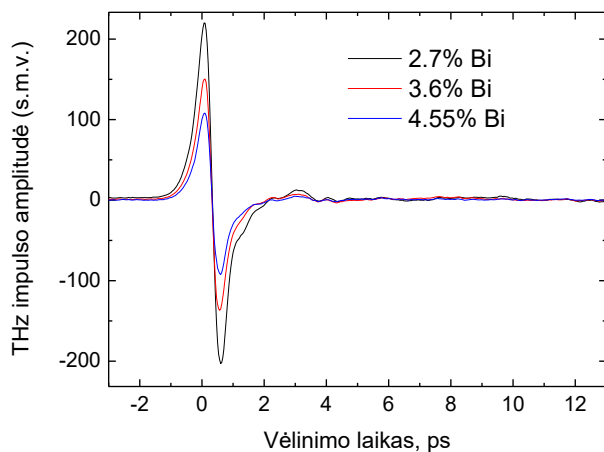
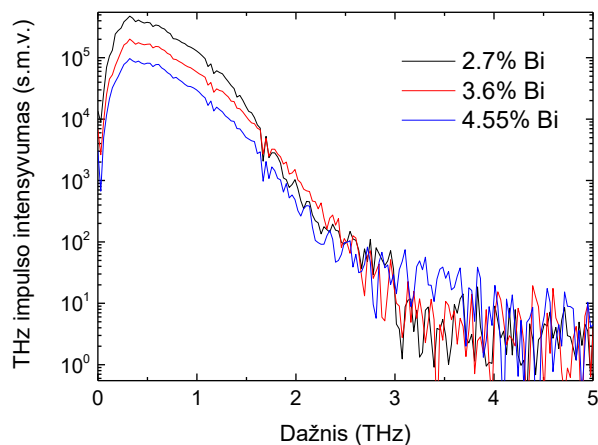
buvo sumažintas iki 10,5, išlaikant tą patį Bi srautą ir In/Bi BEP santykį. Trečiasis mėginys (VIA012) buvo auginamas naudojant didesnę nei pradinis As_2/Bi BEP santykį 13,7 ir mažesnę Bi srautą. In/Bi BEP santykis buvo 16,7. XRD matavimų rezultatai pademonstruoti 4.3 pav.



4.3 pav. Visų trijų bismidinių bandinių XRD kreivės.

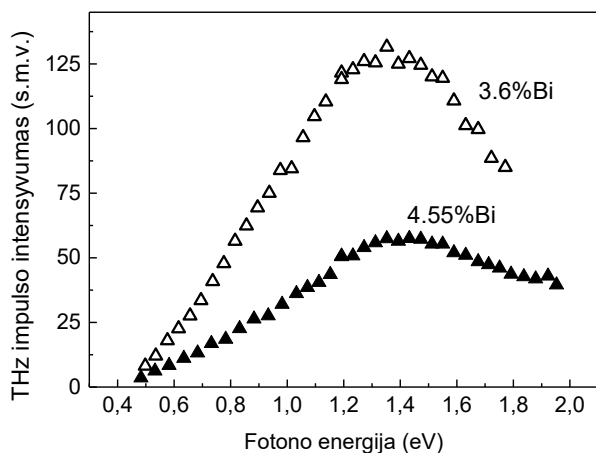
Remiantis XRD matavimais, buvo nustatytos bismuto koncentracijos. Gauta Bi koncentracija VIA012, VIA001 ir VIA003 bandinių InAsBi sluoksniuose atitinkamai yra 2,7%, 3,6% ir 4,55%. InAsBi smailės išplitimas VIA003 rodo galimą sluoksnio atsipalaidavimą dėl didesnės bismuto koncentracijos, nes atsipalaiduojant sluoksniui, keičiasi jo kristalinės gardelės konstanta, kas ir lemia smailės išplitimą.

Toliau, siekiant ištirti bismuto įtaką energijų atskyrimui tarp laidumo juostos slėnių, buvo pasitelkta terahercinio žadinimo spektrometrija, kurios matavimų rezultatai pateikti 4.4 pav.



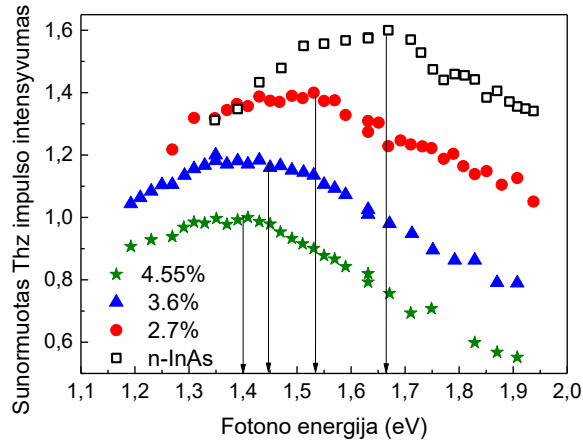
4.4 pav. Pirmajame paveiksle pavaizduotas tipiškas THz impulsas, sklindantis iš InAsBi mėginių, sužadintų 920 nm bangos ilgio, 7 mW vidutinės galios optiniais impulsais ir jų Furjė spektrai. Antrajame – bandinių THz emisijos spektrai. Tokie bipoliniai impulsai buvo stebimi visuose trijuose bismidų mėginiuose visame tirtame spektriniame regione.

4.5 pav. palyginami dviejų InAsBi sluoksnių su skirtingu bismuto kiekiu THz sužadimo spektrai. Mažesnio Bi kiekio sluoksnio skleidžiami THz signalai yra didesni greičiausiai dėl geresnės struktūrinės kokybės ir didesnio elektronų mobilumo šiame sluoksnyje. Abu spektrai rodo aiškius maksimumus fotonų energijos diapazone nuo 1,4 eV iki 1,6 eV.



4.5 pav. Dviejų InAsBi sluoksnių su didžiausiu Bi kiekiu pilni THz sužadinimo spektrai.

Kadangi TES priklausomybių aplink jų maksimumus forma yra svarbiausia mūsų tyrimui, šis spektrinis diapazonas buvo papildomai matuojamas didesne skiriamąja geba. Šių matavimų rezultatai pateikti 4.6 pav. visiems trimis tirtiems InAsBi sluoksniams. Palyginimui taip pat parodytas n tipo InAs padėklo TES spektras. Siauro draustinių energijų tarpo puslaidininkiai, tokie kaip InAs arba InAsBi, spinduliuoja THz impulsus, sužadinus jų paviršius femtosekundiniu lazeriu, daugiausia dėl sužadinto elektronų ir skylių erdvinio atskyrimo. Apskritai, elektronai puslaidininkiuose yra judresni nei skylės, todėl šį atskyrimą lemia skirtingi jų difuzijos greičiai nuo sužadinimo taško paviršiuje – vadinamasis foto-Dember efektas [111]. Be to, krūvininkų atskyrimą palengvina optinio lyginimo efektas. Kubinę kristalinę gardelę turinčiuose puslaidininkiuose elektronų, sužadintų iš sunkiųjų skylių valentinės juostos, momentai daugiausia yra statmeni optinio lauko vektoriams, todėl šie elektronai sklinda puslaidininkio optinio pluošto kryptimi [112]. Kadangi impulso relaksacijos laikas InAs ir susijusiose medžiagose yra keli šimtai femtosekundžių, šis sklidimas yra beveik balistinis, kas leidžia susidaryti elektriniam dipoliui. Susidarius šiam dipoliui, yra generuojama THz impulsinė spinduliuotė [113].



4.6 pav. Visų InAsBi sluoksnių, aukštos skyros pilni THz sužadavimo spektrai. Rodyklės rodo apskaičiuotas perteklinės energijos vertes esant THz emisijos maksimumams.

Elektronų ir skylių atskyrimas ir spinduliuojamo THz impulso amplitudė auga, didėjant lazerio fotonų energijai. Šis padidėjimas efektyviai sustabdomas, kai fotoelektronų energija viršija energijos atstumą iki antrinės, didelės efektinės elektronų masės ir mažo judrio slėnius laidumo juostoje. Todėl TES priklausomybės gali būti efektyviai naudojamos nustatant intervalų atskyrimą įvairių puslaidininkių laidumo juostose [110].

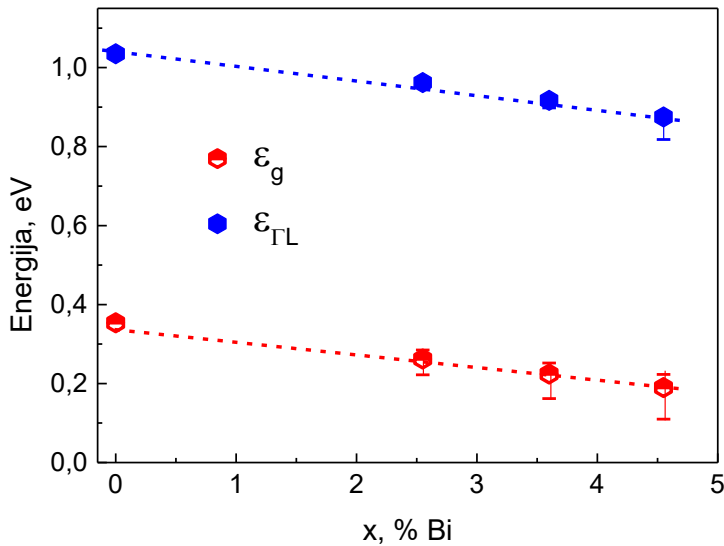
Iš 4.6 pav. priklausomybių yra randamos reikalingos perteklinės energijos ε_{ex} , kurios yra lygios bandiniams VIA012, VIA001, VIA003 atitinkamai 1,53 eV, 1,44 eV ir 1,40 eV. Toliau yra pasitelkiamas dviejų juostų Kane modelis energijos sklaidai laidumo juostos Γ slėnyje [114]:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} = \varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g}\right). \quad (4.1)$$

Fotonais sužadintų elektronų, kurių energija $h\nu$, energijos perteklių ε_{ex} galima rasti naudojant energijos ir impulso tvermės dėsnius:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{\Gamma L}(h\nu) &= \varepsilon_{ex} - \varepsilon_{ph} = \\
&= \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{m_e}{m_{hh}}\right)^2 + 4 \frac{m_e}{m_{hh}} \beta (h\nu - \varepsilon_g)} - 1 - \frac{m_e}{m_{hh}}}{2 \frac{m_e}{m_{hh}} \beta} - \varepsilon_{ph}
\end{aligned} \tag{4.2}$$

Čia $\beta = \frac{1}{\varepsilon_g}$ yra neparaboliškumo faktorius, $\varepsilon_{ph} = 29 \text{ meV}$ – fonono energija. Šiame skaičiavime mes naudojome efektyves elektronų ir sunkiųjų skylių mases indžio arsenide m_e ir m_{hh} , atitinkamai $0,026m_0$ ir $0,41m_0$ [115]. Atlikus skaičiavimus, buvo gautos InAsBi draustinių energijų tarpo priklausomybė nuo Bi koncentracijos. Taip pat, remiantis šiuo modeliu, buvo apskaičiuotos energijų skirtumo tarp Γ ir L slėnių priklausomybės nuo bismuto koncentracijos (4.7 pav.).



4.7 pav. Energijos juostos tarpo ir tarpslėninio energijos atskyrimo eksperimentinės vertės InAs_{1-x}Bi_x laidumo juostoje su skirtingu Bi kiekiu.

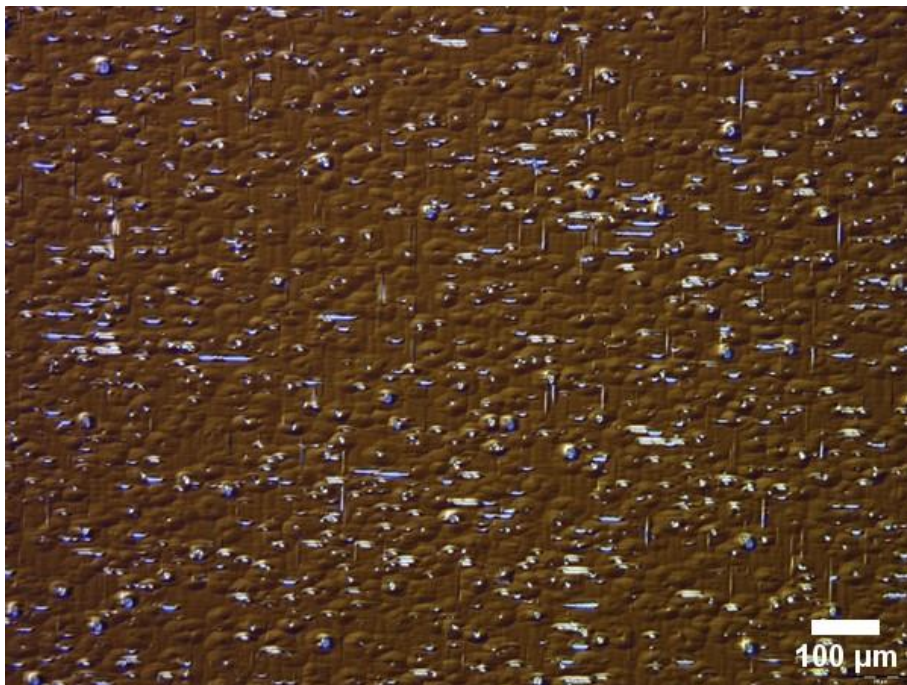
Remiantis $\varepsilon_{\Gamma L}$ priklausomybe nuo bismuto koncentracijos analize iš 4.7 pav. matome įdomią tendenciją. Didėjant Bi koncentracijai, tarpslėninių energijų atskyrimas nors ir silpnai, tačiau mažėja, ir yra 0,9 eV ribose. Tokiu būdu prielaida, kad bismuto įterpimas į InAs kvantines duobes gali padidinti slėnių atsiskyrimą buvo visiškai paneigta. Tad mūsų iškelta hipotezė, kad

bismuto panaudojimas trumpabangiuose QC lazeriuose gali sumažinti elektronų nuotėkį į šoninį slėnį yra neteisinga. Bismuto įterpimas kaip tik lemtų didesnę srovės nutekėjimą per šoninius slėnius, kas mažintų QCL WPE našumo koeficientą. Atsižvelgiant į energijų vertes ir palyginus su panašaus draustinių energijų tarpo dydžio InSb puslaidininkiu, pastarasis turi dvigubai didesnę atskyrimą, lygų $\varepsilon_{FL} = 180 \text{ meV}$. Tai nurodo galimą kryptį tolimesniems tyrimams siekiant pagerinti kvantinių kaskadinių lazerių našumą trumpabangėje srityje.

4.3. Bi kaip surfaktanto panaudojimas

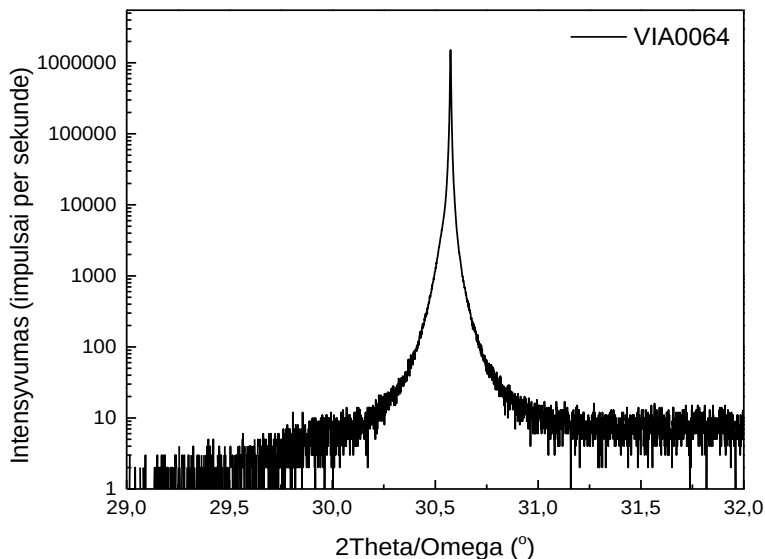
Pradedant šį darbą, buvo numatyti keli galimi bismuto panaudojimai InAs kvantinių kaskadinių lazerių kvantinėse duobėse: padidinti šoninio slėnio padėties energiją, sumažinti elektrono efektinę masę bei galimybė panaudoti bismutą kaip surfaktantą. Kadangi, trumpesnėse bangose didesnę įtaką lazerių našumui turi būtent elektronų nuotėkis į šoninį slėnį, o bismuto įterpimas į InAs kvantines duobes ženkliai pablogina lazerinės struktūros kristalinę kokybę, bismuto įtakos elektrono efektinei masei tyrimas nėra tikslingas. Todėl buvo išbandyta galimybė bismutą panaudoti kaip surfaktantą InAs/Al(As)Sb struktūrų auginimo metu. Surfaktantas – tai yra medžiaga, naudojama modifikuoti medžiagų paviršiaus savybes įvairių procesų metu, tokių kaip nusodinimas ir įsodinimas. Surfaktantai atlieka svarbų vaidmenį kontroliuojant plonų plėvelių ir nanostruktūrų augimą, struktūrą ir morfologiją, taip pagerindami puslaidininkių prietaisų veikimą ir patikimumą. Surfaktantai gali sumažinti medžiagų paviršiaus energiją, kas padeda pasiekti vienodą plonų sluoksnių nusodinimą. Surfaktantai gali įtakoti plonų sluoksnių augimo režimą. Pavyzdžiui, jie gali skatinti sluoksnio po sluoksnio augimą (Frank-van der Merwe režimas), o ne salelių augimą (Volmer-Weber režimas), kas gali būti naudinga formuojant aukštos kokybės kristalus. Panašūs efektai yra pastebėti auginant GaAs struktūras [95]. Šiai idėjai patikrinti, buvo bandoma užauginti 30 periodų InAsBi/AlSb supergardelę, kurios periodas 40 Å. Auginant InAsBi sluoksnius, As₂/Bi BEP santykis buvo 20, tam kad Bi kiekis būtų ypač mažas ir labai nedaug jo eitų į gardelę. Be to, InAs/Al(As)Sb struktūros yra auginamos esant padėklo temperatūrai tarp 430 °C ir 450 °C. Bandymai įterpti bismutą į InAs sluoksnius tokioje temperatūroje buvo nesėkmingi. Bismutas pilnai pasišalindavo iš kristalinės gardelės. Tad, buvo manoma, kad bismuto srautas gali būti saugiai leidžiamas InAs sluoksnių auginimo metu ir neturėtų įsiterpti į InAs kristalinę gardelę,

bet pasišalintų iš jos suveikus, kaip surfaktantas. Tokiu būdu buvo užaugintas bandinys VIA0064.



4.8 pav. Bandinio VIA0064 Nomarski mikroskopijos paviršiaus nuotrauka.

Užaugintas bandinys buvo tiriamas Nomarski mikroskopu, bei buvo išmatuota jo rentgeno difrakcija. Tyrimai parodė, kad bandinio paviršius yra labai šiurkštus (4.8 pav.), o rentgeno difrakcijos kreivė neparodė jokios bandinyje susidariusios periodinės struktūros. Ši difrakcijos kreivė pateikta 4.9 paveiksle. Tokiu būdu, priešingai, nei buvo manyta, bismutas nesuveikė kaip surfaktantas, nes suardė supergalės struktūrą. Tad negali būti naudojamas InAs/Al(As)Sb kvantinių kaskadinių lazerių kristalinei kokybei gerinti.

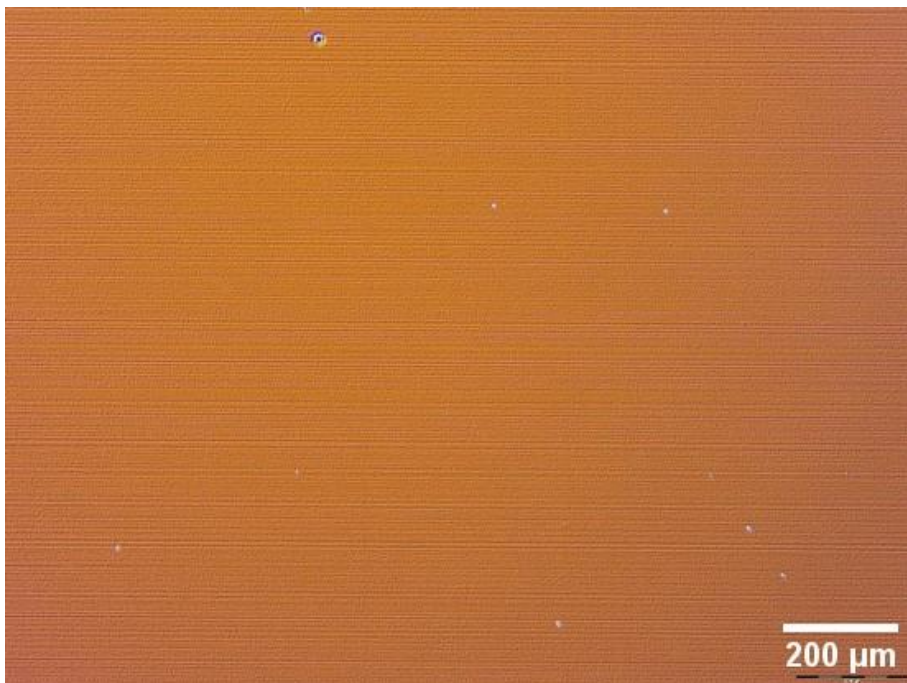


4.9 pav. Bandinio VIA0064 XRD svyravimo kreivė. Vienintelė ir centrinė smailė yra InAs padėklo pirmas difrakcinis maksimumas.

4.4. InAs/AlAsSb medžiagų sistema

Vienas iš klasikinių metodų formuojant tiek trumpabangius, tiek ilgabangius lazerinius QCL diodus, remiasi InAs/AlSb medžiagų sistema. Tačiau, šis metodas turi keletą svarbių trūkumų. Visu pirma, šių dviejų medžiagų kristalinės gardelės nėra pilnai suderintos. InAs gardelės konstanta yra 6,0583 Å, kai tuo tarpu AlSb – 6,1355 Å. Vienas iš būdų, kaip išvengti įtempimų akumuliacijos InAs/AlSb periodinėse struktūrose yra pakaitinis AlAs bei InSb sandūrų formavimas [109]. Šis metodas jau tapo klasikiniu ir pakankamai efektyviai yra naudojamas kuriant šios medžiagų sistemos kvantinius kaskadinius lazerius, kurie veikia nuo 3 μm iki 17 μm [118] bangos ilgių srityje. Tačiau, net šis metodas neleidžia pilnai išvengti įtempimų akumuliacijos, ir dėl to, padidėjusio morfologinių defektų tankio. Ypač stipriai tai pasireiškia auginant InAs/AlSb kvantinius kaskadinius lazerius, skirtus emisijai ilgose bangose. 4.10 pav. parodytas Nomarskio mikroskopijos vaizdas, gautas VIA0064 struktūroje, skirtoje emisijai ties ~11,656 μm, augintoje naudojant klasikinę InAs/AlSb struktūrų auginimo procedūrą, kurios metu tarp InAs bei AlSb sluoksnių pakaitomis buvo formuojamos InSb

bei AlAs sandūros. Ant lazerinės struktūros paviršiaus galima aiškiai matyti kraštinių dislokacijų linijas, parodančias pakankamai stiprų struktūros įtempimą, kuris dalinai relaksavo per dislokacijas. Išmatuotas defektų tankis šioje struktūroje siekia apie 8000 cm^{-2} .



4.10 pav. Bandinio VIA0064 Nomarski mikroskopijos paviršiaus nuotrauka.

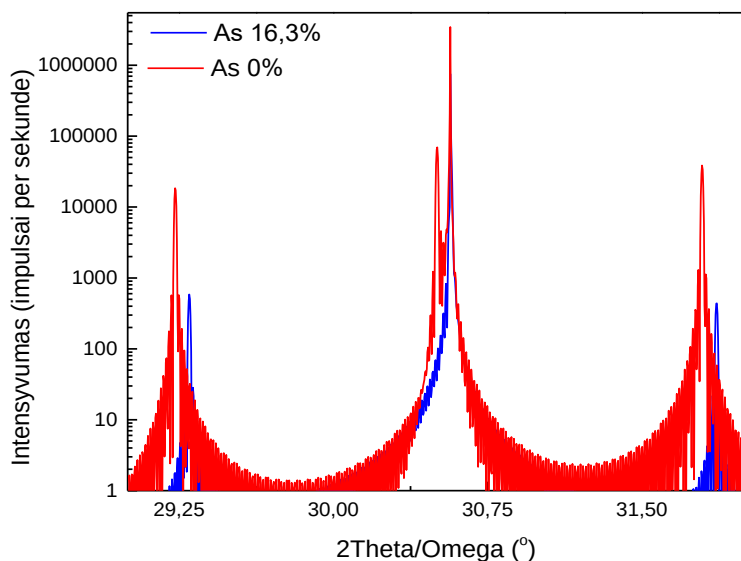
2007 metais, grupė mokslininkų iš *Alcatel Thales III-V Laboratory* pabandė pritaikyti pilnai suderintą su InAs padėklu InAs/AlAsSb medžiagų sistemą kvantinių kaskadinių lazerių auginimui [119]. Jie pritaikė Montpellier universitete sukurta InAs/AlSb kvantinio kaskadinio lazerio dizainą ir įterpė į AlSb barjerus apie 20% arseno kiekį, pademonstruodami šios medžiagų sistemos lazerio veikimą. Tačiau, jie atrado kitas problemas – užaugintos lazerinės struktūros storis, priklausomai nuo vietos padėkle, variavo. Dėl to, priklausomai nuo vietos, iš kurios buvo išskeliamas lazerio lustas, galėjo kisti ir lazerių charakteristikos. Be to, buvo teigiama, kad As/Sb santykio suvaldymas yra labai kompliktuotas ir, tiksliai pasiekti reikalingą 16% As kiekį kristalinės gardelės suderinimui, yra beveik neįmanomas dėl labai prasto As/Sb srautų santykio valdymo ir rezultatų atsikartojamumo. Tad, nepaisant

to, kad InAs/AlAsSb medžiagų sistemos lazeriai turėjo geresnes charakteristikas, šios medžiagų sistemos taikymas nebuvo išplitęs.

Šiame darbe bandoma naujai pažvelgti į InAs/AlAsSb medžiagų sistemą ir jos auginimą. Visų pirma, kristalinės gardelės suderinimas turėtų ženkliai sumažinti morfologinių defektų tankį. Antrą - arseno įterpimas į barjerus turėtų kiek padidinti ir pačių barjerų aukštį bei sumažinti elektronų nuotėkį į kontinuumą. Siekiant išsiaiškinti, ar įmanoma šią medžiagų sistemą pritaikyti kvantinių kaskadinių lazerių auginimui, buvo sumodeliuotos ir skirtingais būdais molekulinį pluoštelį epitaksijos būdu auginamos InAs/AlAsSb supergardelės, kurių periodas yra toks pat, kaip ir naudojamas InAs/AlSb kvantinių kaskadinių lazerių tarpikliuose – 20 Å InAs / 20 Å AlAsSb. Pirmuoju atveju buvo suskaičiuotas arseno kiekis, kuris yra reikalingas pilnam InAs ir AlAsSb gardelių suderinimui. AlAs_xSb_{1-x} sudėčiai paskaičiuoti buvo panaudota tiesinės interpoliacijos schema:

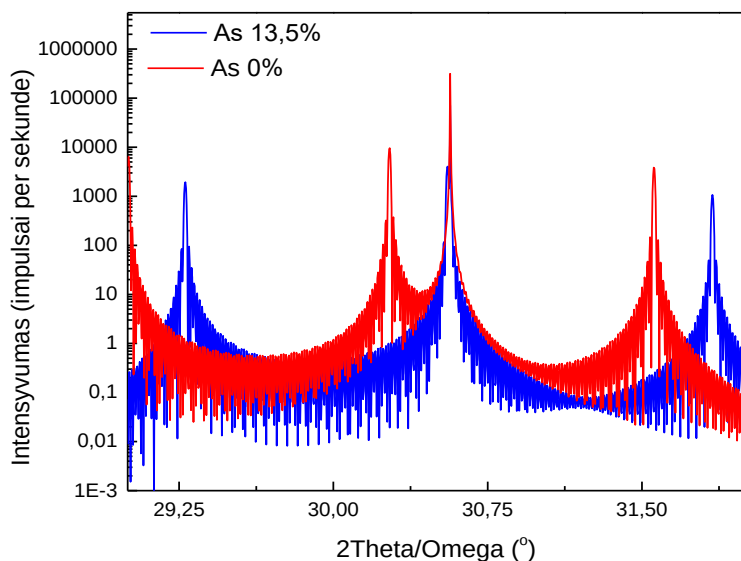
$$T_{A_xB_{1-x}C} = xB_{AC} + (1 - x)B_{BC} \quad (4.2)$$

Čia T yra ieškomas trinario junginio parametras, B yra junginių sudarančių dvinarių junginių parametrai. Šiuo atveju, T yra ieškoma trinario AlAsSb gardelės konstanta, kuri turi būti lygi InAs gardelės konstantai 6,0583 Å. Skaičiavimuose naudojam AlAs gardelės konstanta yra 5,66139 Å, AlSb - 6,1355 Å. Tokiu būdu buvo paskaičiuota, kad pilnam InAs ir AlAsSb kristalinių gardelių suderinimui į AlAsSb sluoksnį reikia įterpti 16,3% arseno. Naudojant *Panalytical X-Pert Epitaxy* programą, buvo sumodeliuota gardelė, kuri neturi suformuotų InSb ir AlAs sandūrų. Sumodeliuotos rentgeno difrakcijos kreivės esant 0% As ir 16,3% As yra pateiktos 4.11 pav. Galime matyti, kad modelio pagrindinė supergardelės smailė esant 16,3% As visiškai sutampa su padėklo smailės padėtimi. Tokia struktūra yra laikoma pilnai suderinta.



4.11 pav. 20Å InAs/20Å AlAsSb 50 periodų supergirdelės be InSb ir AlAs sandūrų rentgeno difrakcijos kreivių modelis (As 16,3% - mėlyna kreivė, As 0% - raudona kreivė).

Kitas modelis yra padarytas įtraukiant po vieną InSb ir AlAs monosluoksnį (modelyje pritaikyta suapvalinta 3 Å sluoksnio storio vertė tiek AlAs, tiek InSb sandūrai) atitinkamai po InAs ir po AlAsSb sluoksnių. Tokiu būdu struktūra atrodė ne kaip 20 Å InAs / 20 Å AlAsSb, bet kaip 17 Å InAs / 3 Å InSb / 17 Å AlAsSb / 3 Å AlAs. Varijuojant arseno kiekį AlAsSb sluoksniuose, buvo pasiektas pilnas gardelių suderinimas. Modeliavimas parodė, kad InAs/AlAsSb sistemai su AlAs ir InSb sandūromis pilnam suderinimui pakanka įterpti 13,5% arseno. Modeliavimo rezultatai yra pateikti 4.12 pav. Palyginimui yra pateiktas ir 0% As kiekį AlAsSb sluoksniuose turinčios supergirdelės rentgeno difrakcijos kreivės modelis.



4.12 pav. 17Å InAs/3Å InSb/17Å AlAsSb/3Å AlAs 50 periodų supergordelės rentgeno difrakcijos kreivių modelis (As 13,5% - mėlyna kreivė, As 0% - raudona kreivė).

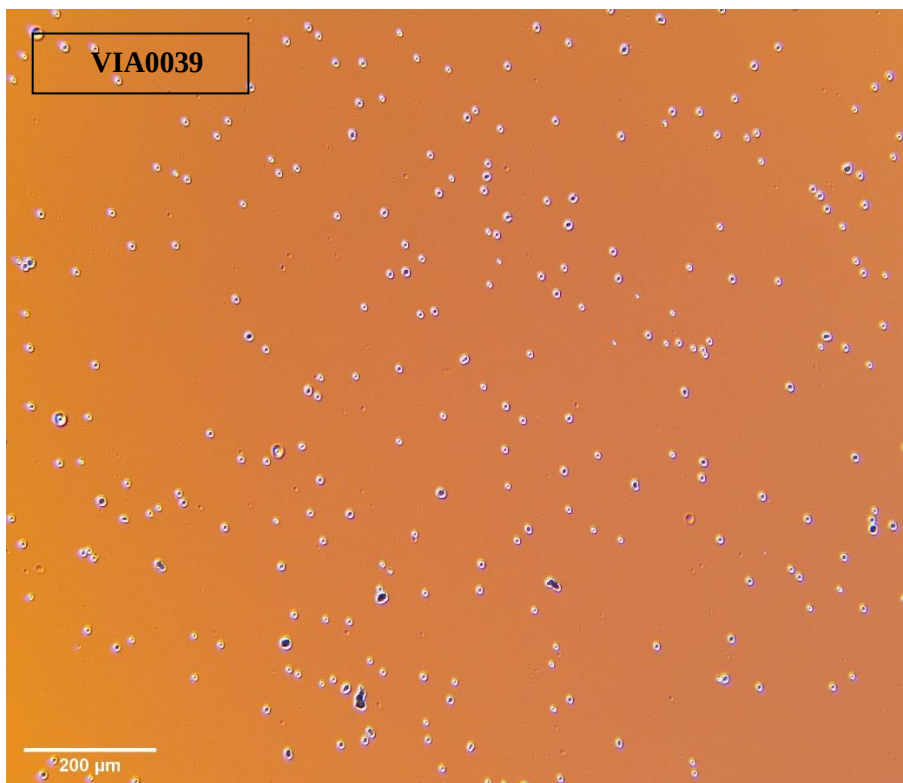
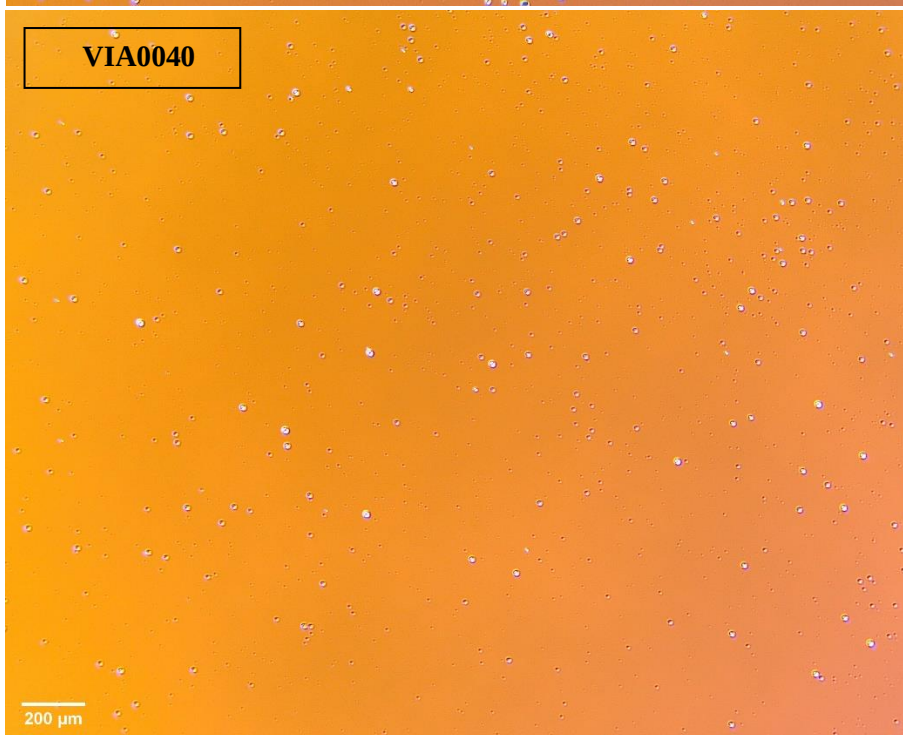
Tokiu būdu buvo nubrėžtas tikslas: užauginti dviejų rūšių InAs/AlAsSb medžiagų sistemos supergordelės: suderintą InAs/AlAsSb medžiagų sistemos gordelę su neformuojamomis pakaitinėmis InSb bei AlAs sandūromis, turinčią 16,3% arseno AlAsSb sluoksniuose, bei 13,5% As AlAsSb sluoksniuose turinčią gordelę su priverstinai formuojamomis AlAs ir InSb tipo sandūromis ir jas palyginti. Priverstinis sandūrų formavimas, yra procesas, kai šiuo atveju, InAs auginimas yra užbaigiamas As (In srautas nutraukiamas, tačiau trumpai paliekamas As srautas). Tada paviršius pasidengia plonu As sluoksniu ir atėjęs Al srautas pirmiausiai suformuoja AlAs sluoksnį, o tik po to formuoja AlSb sluoksnį, nes su As sudaromi tvirtesni cheminiai ryšiai, nei su Sb. Analogiškai su InSb priverstiniu formavimu. AlSb sluoksnio auginimas užbaigiamas trumpam paliekant Sb srautą įjungtą ir atėjęs In, formuoja InSb sluoksnį, o tik po to InAs.

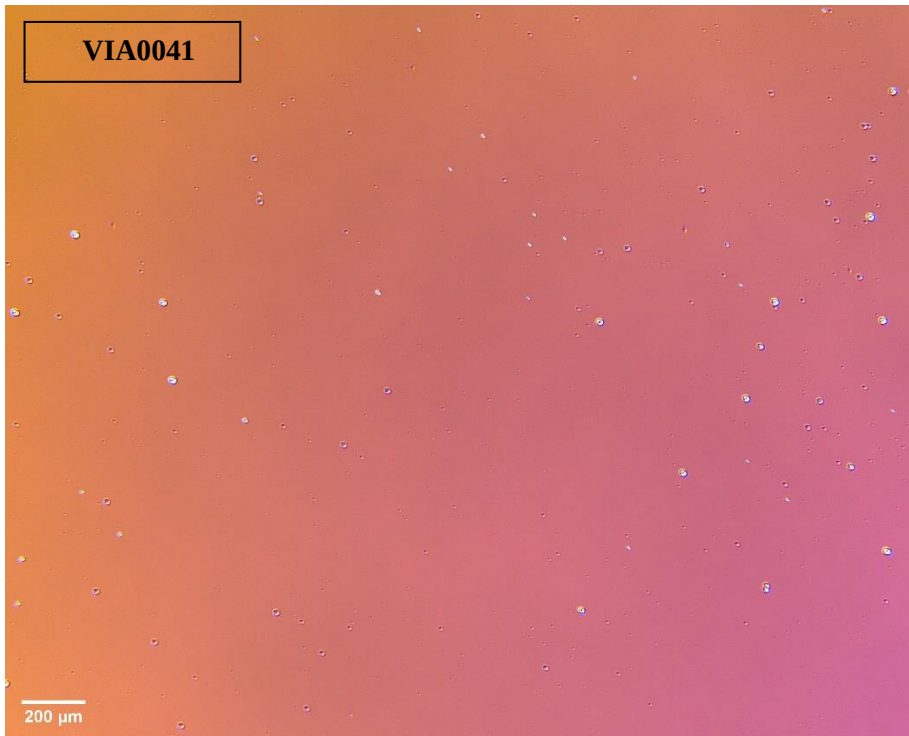
Pirmuoju atveju auginimui buvo panaudota ši sklendžių atidarymo/uždarymo bei vožtuvo pozicijos keitimo seka, kuri pateikta 4.1 lentelėje.

4.1 Lentelė. Sklendžių atidarymo/uždarymo bei vožtuvo pozicijos keitimo seka, skirta suderintos InAs/AlAsSb supergadelės auginimui be priverstinio sandūrų tipo formavimo. As ir Sb vožtuvo pozicija pateikta kaip pavyzdys.

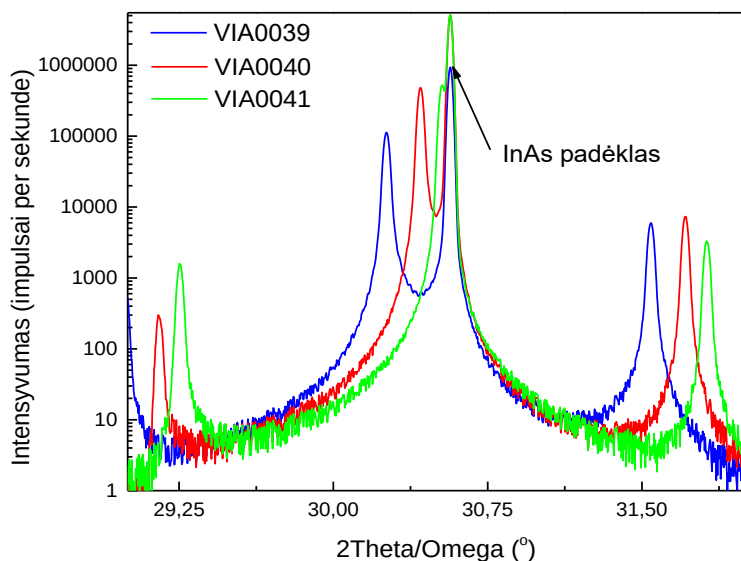
Sluoksnis	Laikas, s	In sklendė	Al sklendė	As sklendė	As vožtuvo pozicija	Sb sklendė	Sb vožtuvo pozicija
InAs	20	atidaryta	uždaryta	atidaryta	120 mils	uždaryta	180 mils
pauzė	3	uždaryta	uždaryta	atidaryta	keičiama į 16 mils	uždaryta	180 mils
AlAsSb	20	uždaryta	atidaryta	atidaryta	16 mils	atidaryta	180 mils
pauzė	3	uždaryta	uždaryta	atidaryta	keičiama į 120 mils	atidaryta	180 mils

Naudojant šią metodiką buvo užauginti bandiniai VIA0039, VIA0040, VIA0041. Kadangi stibis nėra lakus kaip arsenas, As/Sb santykio derinimui buvo keičiamas tik arseno srautas. Bandiniai buvo auginami keičiant As vožtuvo poziciją AlAsSb sluoksniuose. Užauginti bandiniai buvo tiriami Nomarski mikroskopu bei buvo išmatuota jų rentgeno spindulių difrakcija. Visų bandinių Nomarski mikroskopijos būdu padarytos nuotraukos buvo labai panašios (4.13 pav.).





4.13 pav. Bandinių VIA0039, VIA0040, VIA0041 Nomarski mikroskopijos nuotraukos. Defektų tankis atitinkamai yra: 4695 cm^{-2} , 3130 cm^{-2} ir 2584 cm^{-2} .



4.14 pav. HR XRD matavimų kreivės, išmatuotos bandiniuose VIA0039 (žalia), VIA0040 (mėlyna), VIA0041 (raudona).

Visi bandiniai turėjo pakankamai didelį morfologinių defektų tankį, kuris bandiniuose nežymiai skyrėsi. Tačiau, visuose bandiniuose nesimatė dislokacijų, kurios buvo matomos auginant InAs/AlSb bandinius. 4.14 pav. iš rentgeno difrakcijos kreivių matavimo, matome, kad trečios iteracijos bandinys turi suderintą gardelę.

Kita bandinių serija VIA0045, VIA0046, VIA0047 buvo auginama naudojant InSb ir AlAs sandūrų formavimą tarp InAs ir AlAsSb sluoksniu. Tam pritaikyta procedūra, leidžianti savaime susiformuoti šių skirtingų tipų sandūroms, srautų pertraukimo metu po kiekvieno InAs ir AlAsSb sluoksnio. Metodas grindžiamas tuo, kad AlAs ir InSb turi stipresnę ryšį, nei InAs arba AlSb, tad savaiminis InSb bei AlAs sluoksnis susiformuoja srautų nutraukimo metų įtraukiant V grupės atomus iš fono [109]. Tokiu būdu, buvo sudaryta procedūra, kuri yra AlAsSb medžiagų sistemos ir pastarojo metodo, skirto InAs/AlSb medžiagų sistemos epitaksijai junginys. Panaudota sklendžių atidarymo/uždarymo bei vožtuvo pozicijos keitimo seka yra pateikta 4.2 lentelėje.

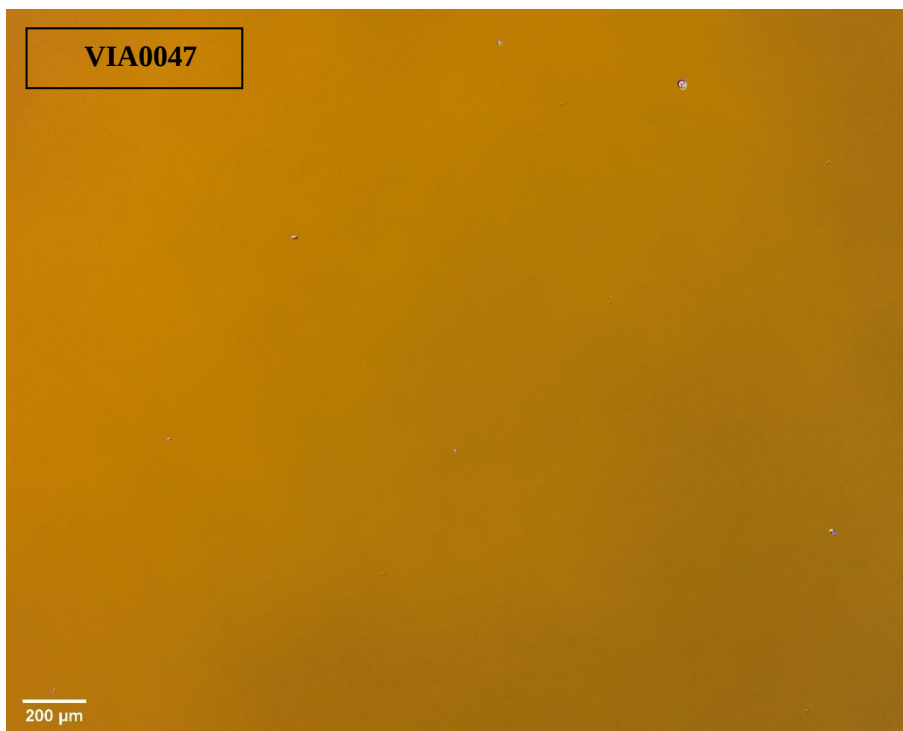
4.2 Lentelė. Sklendžių atidarymo/uždarymo bei vožtuvo pozicijos keitimo seka, skirta suderintos InAs/AlAsSb supergardelės auginimui formuojant pakaitines InSb bei AlAs sandūras. As ir Sb vožtuvo pozicija pateikta kaip pavyzdys.

Sluoksnis	Laikas, s	In sklendė	Al sklendė	As sklendė	As vožtuvo pozicija	Sb sklendė	Sb vožtuvo pozicija
InAs	20	atidaryta	uždaryta	atidaryta	140 mils	uždaryta	180 mils
pauzė	2	uždaryta	uždaryta	uždaryta	140 mils	uždaryta	180 mils
AlAsSb	20	uždaryta	atidaryta	uždaryta	140 mils	atidaryta	180 mils
pauzė	2	uždaryta	uždaryta	uždaryta	140 mils	uždaryta	180 mils

Esminis šios sekos skirtumas yra tai, kad visos sklendės tarp InAs ir AlAsSb sluoksnių auginimo metu yra laikomos uždarytos.

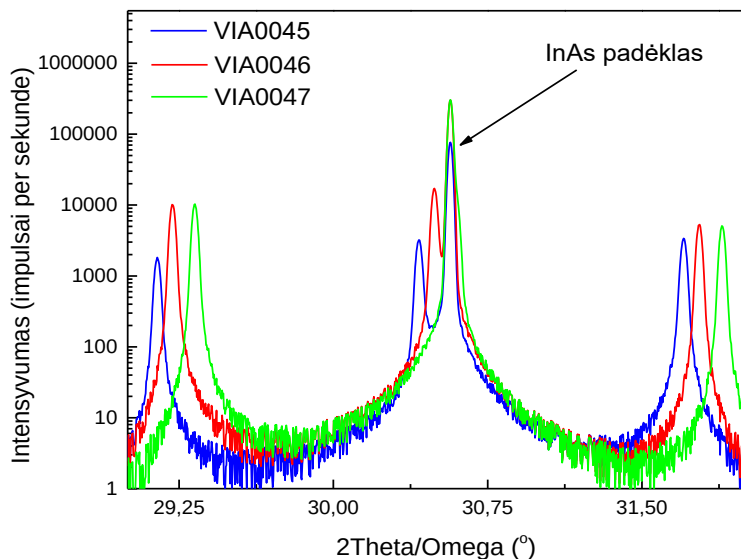
Užauginti bandiniai taip pat buvo tiriami Nomarski mikroskopu bei išmatuota šių bandinių rentgeno difrakcija. Šių bandinių Nomarski mikroskopijos nuotraukos yra pateiktos 4.15 pav. Bandinių paviršius, kaip ir ankstesnės serijos bandiniuose, turi pakankamai didelį defektų tankį ir visiškai neturi kraštinių dislokacijų. Galima išskirti ir kiek mažesnį defektų tankį šios serijos bandiniuose, tačiau tas pokytis nėra ženklus.





4.15 pav. Bandinių VIA0045, VIA0046 ir VIA0047 Nomarski mikroskopijos nuotraukos. Defektų tankis atitinkamai yra: 1356 cm^{-2} , 469 cm^{-2} ir 365 cm^{-2} .

Didesnis skirtumas yra pastebėtas matuojant šių dviejų serijų bandinių rentgeno difrakciją. Antros serijos bandinių HR XRD išmatuotos difrakcinės kreivės yra pateiktos 4.16 pav. Visu pirma, buvo pastebėta, kad stengiantis padidinti arba pamažinti arseno kiekį AlAsSb sluoksniuose, siekiant juos suderinti su InAs padėklu, rezultatas kartais buvo priešingas. Be to, gardelės periodas taip pat priklauso nuo vietos, kurioje buvo pamatuota difrakcija. Tai yra, rezultatai atkartoja jau anksčiau aprašytas problemas [119]. Tačiau, yra ir kitas skirtumas, kuris pasireiškia tarp pirmosios ir antrosios serijos bandinių. Bandinių, kurie buvo auginami formuojant InSb ir AlAs sandūras turi aštresnes rentgeno difrakcijos smailes. Tai parodo, kad InAs/AlAsSb medžiagų sistemos auginimui tinkamas yra būtent antrasis metodas, kuriame yra suformuojamos InSb ir AlAs sandūros.



4.16 pav. HR XRD matavimų kreivės, išmatuotos bandiniuose VIA0045 (žalia), VIA0046 (mėlyna), VIA0047 (raudona).

Šie tyrimai parodė, kad arseno įterpimas į AlSb sluoksnius leidžia išvengti kraštinių dislokacijų formavimosi, tačiau neleidžia sukontroliuoti homogeniškumo struktūroje ir padidina morfologinių defektų tankį. Matant tai, kad AlAsSb sluoksnio suderinimui reikia labai nedaug arseno, o pagrindinio supergardelės smailės pozicija rentgeno difrakcijos matavimuose stipriai priklauso nuo vietos padėkle, buvo nuspręsta ieškoti būdu, kaip galima pasiekti tolygesnį As ir Sb atomų pasiskirstymą prie padėklo auginimo metu. Be to, labai mažos As vožtuvo pozicijos vertės verčia manyti, kad kaskart atstatant vožtuvo padėtį auginimo metu, dėl atgalinio atsako (laisvos eigos) jo pozicija gali pilnai neatsikartoti. Be to, kaip matyti iš As srauto priklausomybės nuo vožtuvo pozicijos grafiko, pateikto 3.10 pav., arseno srauto priklausomybė nėra tiesinė šioje srityje. Tad, norint tiksliau suvaldyti As ir Sb santykį, turėtume arseno temperatūrą sumažinti tiek, kad reikalingi srautai atsidurtų tiesinėje srityje. Tačiau, tai yra neįmanoma, nes arseno srautas taps nepakankamu nei InAs padėklų deoksidavimui, nei InAs sluoksnių auginimui. Buvo nuspręsta pritaikyti netiesioginį arseno srauto padavimą į padėklą AlAsSb sluoksnių auginimo metu. Jo esmė yra ta, kad dėl

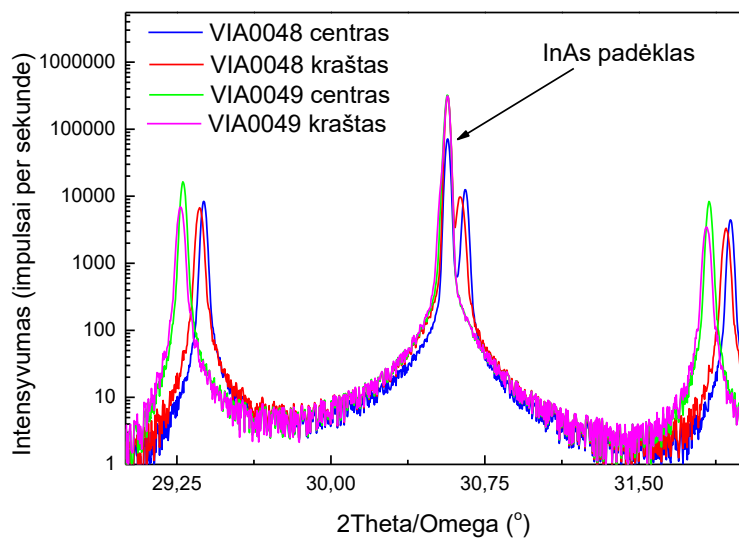
stipraus arseno lakumo, net ir uždarius arseno sklendę nesant pilnai uždarytam vožtuvui, arsenas pro plyšius aplink sklendę išeina į kamerą ir po ją pasiskirsto. Šio foninio arseno kiekis priklauso nuo praverto vožtuvo pozicijos. Pastebėta, kad pakeičiant arseno vožtuvo poziciją į tiesinę srauto priklausomybės sritį, foninis arseno srautas pasidaro palyginamu su tuo, kuris yra naudojamas reikiamo As kiekio įterpimui į AlAsSb sluoksnius.

Kitų bandinių auginimui buvo sudaryta sklendžių atidarymo/uždarymo seka (4.3 lentelė), kurioje nėra naudojamas As vožtuvo pozicijos keitimas. Vožtuvas yra laikomas atidarytas visą laiką, o jo pozicija yra parenkama tokiu būdu, kad foninis arseno srautas atitiktų arseno kiekį, reikalinga AlAsSb sluoksnių suderinimui su InAs. Suprantama, kad nekeičiant arseno vožtuvo padėties, jo srautas InAs sluoksnių auginimo metu gali būti ir yra perteklinis. Tačiau tai neįtakoja As sluoksnių kokybės, nes perteklinis arsenas neįsiterpia į kristalinę InAs gardelę.

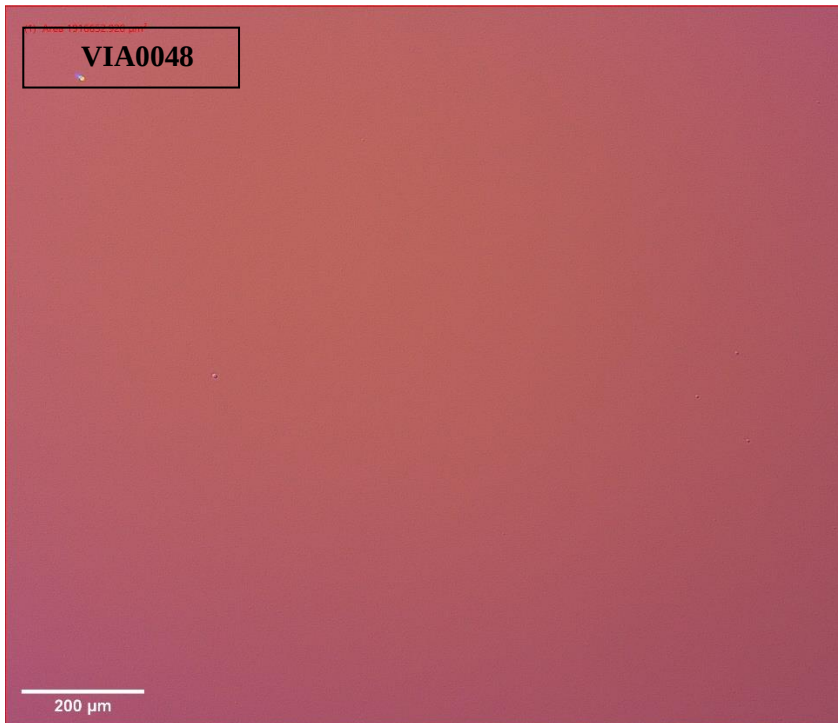
4.3 Lentelė. Sklendžių atidarymo/uždarymo bei vožtuvo pozicijos keitimo seka, skirta suderintos InAs/AlAsSb supergardelės auginimui formuojant pakaitines InSb bei AlAs sandūras ir naudojant netiesioginį As srautą. As ir Sb vožtuvo pozicija pateikta kaip pavyzdys.

Sluoksnis	Laikas, s	In sklendė	Al sklendė	As klendė	As vožtuvo pozicija	Sb sklendė	Sb vožtuvo pozicija
InAs	20	atidaryta	uždaryta	atidaryta	150 mils	uždaryta	180 mils
pauzė	3	uždaryta	uždaryta	uždaryta	keičiama į 110 mils	uždaryta	180 mils
AlAsSb	20	uždaryta	atidaryta	atidaryta	16 mils	atidaryta	180 mils
pauzė	3	uždaryta	uždaryta	uždaryta	keičiama į 150 mils	uždaryta	180 mils

Taikant šį netiesioginio arseno srauto metodą, buvo užauginti du bandiniai (VIA0048 ir VIA0049). Po pirmojo bandinio auginimo, išmatavus jo rentgeno difrakciją, buvo pataisyta As vožtuvo padėtis, bei užauginta sekanti struktūra (VIA0049). Rentgeno difrakcijos matavimai (4.17 pav.) parodė, kad vidutinis supergardelės periodas yra pilnai suderintas su InAs padėklui, o difrakcinių kreivių smailės yra tiek pat aštrios, kaip ir bandinių serijoje, augintoje formuojant InSb ir AlAs sandūras. Tačiau, pagrindinis rezultatas buvo tai, kad supergardelės pagrindinės difrakcijos smailės padėtis išmatuota skirtingose padėklų vietose nesikeitė. Taip pat, nesikeitė ir išmatuotas supergardelės periodas. Tokiu būdu netiesioginis arseno srauto formavimas ženkliai pagerino As/Sb santykio pasiskirstymą struktūroje ir jos homogeniškumą.



4.17 pav. HR XRD matavimų kreivės, išmatuotos bandiniuose VIA0048 (mėlyna – centre, raudona – arčiau bandinio krašto), VIA0049 (žalia – centre, violetinė – arčiau bandinio krašto).



4.18 pav. Bandinių VIA0048 (pirmas paveikslas) ir VIA0049 (antras paveikslas) Nomarski mikroskopijos nuotraukos. Defektų tankis atitinkamai yra: 260 cm^{-2} ir 52 cm^{-2} .

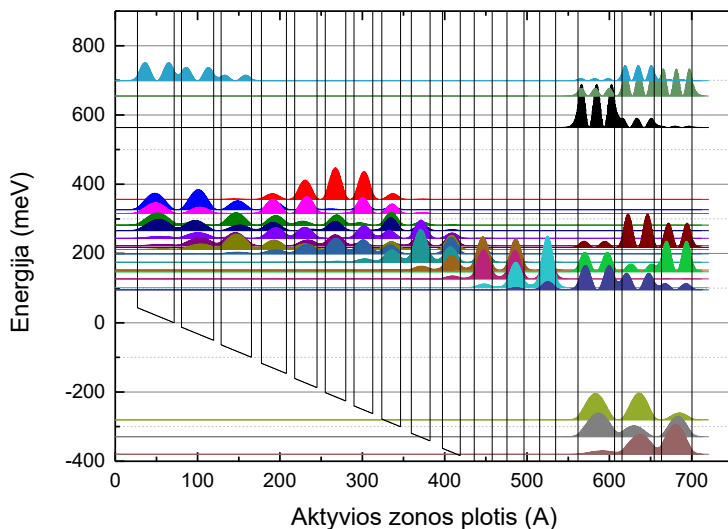
Šiuo metodu užaugintų bandinių Nomarski mikroskopijos tyrimai taipogi parodė teigiamus pokyčius. Kaip galime matyti Nomarski mikroskopijos metu padarytose bandinių paviršiaus nuotraukose (4.18 pav.), ženkliai sumažėjo morfologinių defektų tankis. Tokiu būdu, pritaikytas metodas parodė, kad problemos, kurios buvo siejamos su InAs/AlAsSb medžiagų sistemos auginimu, o būtent struktūros nehomogeniškumas ir padidėjęs morfologinių defektų tankis gali būti išspręstos. Be to, pademonstruotas metodas leidžia išskirti ir kitą privalumą – InAs/AlAsSb medžiagų sistemos auginimas tampa paprastesniu, nereikalaujančiu As vožtuvo padėties keitimo prieš kiekvienos duobės auginimą, spartesniu, nes nereikia skirti papildomo laiko vožtuvo padėties keitimui, ir sumažina auginimui reikalingų medžiagų sąnaudas, nes auginimas tampa trumpesniu. Kitame skyriuje yra pateikiami InAs/AlAsSb medžiagų sistemos kvantinių kaskadinių lazerių, augintų taikant netiesioginio arseno srauto metodą, tyrimų rezultatai. Jie parodė, kad taikant šį metodą, InAs/AlAsSb medžiagų sistema gali būti sėkmingai taikoma kvantiniuose kaskadiniuose lazeriuose.

4.5. QCL prietaisų rezultatai

Aukščiau aprašyti tyrimai parodė, kad bismuto įterpimas į InAs kvantines duobes kvantiniuose kaskadiniuose lazeriuose nėra tikslingas. Tačiau, išvystyta speciali procedūra, leidžiančią auginti pilnai suderintas su InAs padėklų periodines InAs/AlAsSb struktūras, pasižyminčias išskirtiniu homogeniškumu bei ypač mažu morfologinių defektų tankiu gali būti pritaikyta vietoje klasikinės InAs/AlSb medžiagų sistemos. Tokiu būdu buvo nuspręsta taikant InAs/AlAsSb medžiagų sistemą bei išvystytą jos auginimo procedūrą suformuoti $3,3 \mu\text{m}$ ir $8,4 \mu\text{m}$ bangos ilgio kvantinius kaskadinius lazerius. Pirmasis yra skirtas metano detekcijai, antrasis – polimerizacijos laipsnio nustatymui.

Šiems lazeriams, naudojant Montpellier universitete sukurtą QCL sistemų modeliavimo programą, buvo atliktas aktyvios srities dizaino modeliavimas. Kaip galime matyti 1.9 pav., laidumo juostos padėtis AlAsSb ir AlSb medžiagose labai mažai priklauso nuo As ir Sb santykio, o esant naudojamam (apie 16%) As kiekiui, išlieka toks pat, kaip ir AlSb, tad laidumo juostos trūkis - vienas iš pagrindinių parametų, reikalingų aktyvios terpės modeliavimui,

išlieka toks pat. Tai ženkliai supaprastino uždavinį. 4.19 pav. yra pavaizduota InAs/AlAsSb medžiagų sistemos kvantinio kaskadinio lazerio skirto emisijai tie 3,3 μm aktyvios srities vieno periodo juostinė diagrama. Tai yra vertikalaus dizainas su 376 meV elektrono šuolio energija.



4.19 pav. QCL, kurio emisija yra ties 3,3 μm , aktyvios zonos dizainas, kuriame pademonstruota banginių funkcijų pasiskirstymas struktūroje.

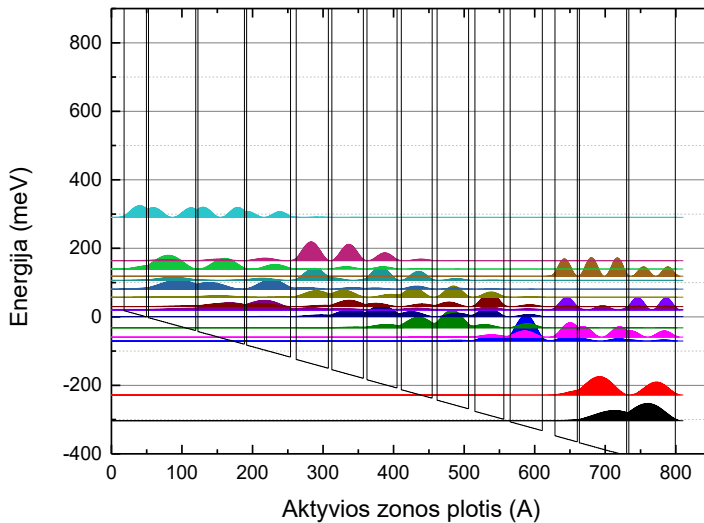
Lazerio bangolaidis sudarytas iš plazmoninių apdarinių sluoksnių ir trumpo periodo supergardelių tarpiklių, adaptuotų iš [10]. Šio lazerio struktūra yra pateikta 4.4 lentelėje.

4.4 lentelė. QCL, kurio emisija yra ties 3,3 μm , kristalinės struktūros schema.

Sluoksnis	Medžiaga	Storis, μm	Legirantas	Legiravimo lygis	Auginimo greitis
Padėklas	InAs	~ 500			
Buferis	InAs	0,18			1 Ml/s
Apvalkalas	InAs(Si)	1,8	Si 1270°C	$5,00 \cdot 10^{19}$	1 Ml/s
Tarpiklis	AlSb/InAs	0,8			1 Å/s

Gradientas	AlSb/InAs	0,0324			1 Å/s
Aktyvi zona	AlSb/InAs	1,2687			1 Å/s
Gradientas	AlSb/InAs	0,0661			1 Å/s
Tarpiklis	AlSb/InAs	0,8			1 Å/s
Apvalkalas	InAs(Si)	1,8	Si 1270°C	5,00·10 ¹⁹	1 Ml/s
	Viso, μm	6,75			

8,4 μm bangos ilgio kvantiniam kaskadiniam lazeriui buvo pritaikytas įstrižo šuolio dizainas su kiek trumpesniu injektoriaus ilgiu. Aktyvaus šuolio energija kambario temperatūroje atitinkamai yra 148 meV. Sumodeliuotos aktyvios sritys vieno periodo diagrama pateikta 4.20 pav.



4.20 pav. QCL, kurio emisija yra ties 8,4 μm, aktyvios zonos dizainas, kuriame pademonstruota banginių funkcijų pasiskirstymas struktūroje.

Šios lazerinės struktūros bangolaidis kiek skiriasi nuo trumpabangio lazerio dizaino. Jame taipogi pritaikyti plazmoniniai apdariniai sluoksniai, tačiau panaudoti silpnai legiruoti InAs tarpikliai, nes ilgesnėse bangose emituojamo fotono energija yra daug mažesnė už InAs draustinių energijų tarpą. Suprojektuoto lazerinio diodo struktūra yra pateikta 4.5 lentelėje.

4.5 lentelė. QCL, kurio emisija yra ties 8,4 μm , kristalinės struktūros schema.

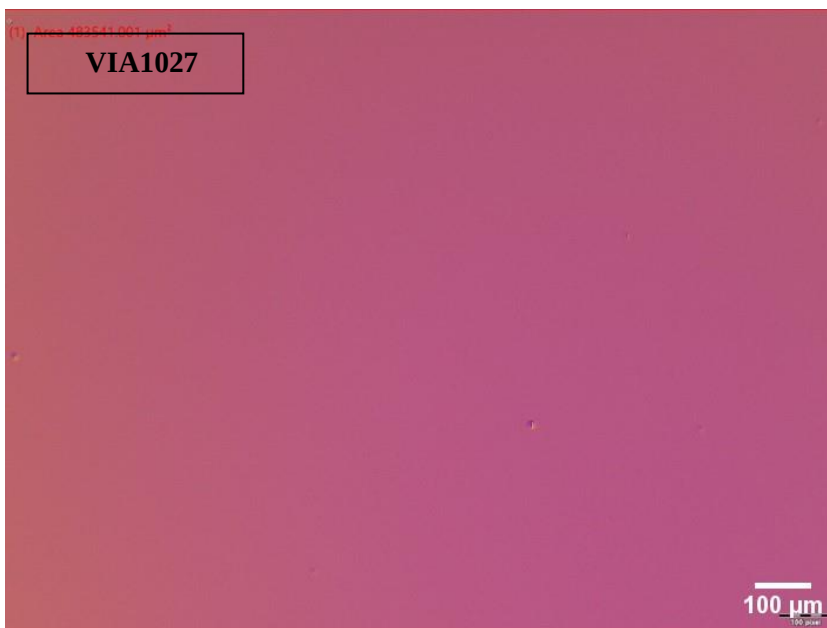
Sluoksnis	Medžiaga	Storis, μm	Legirantas	Legiravimo lygis	Auginimo greitis
Padėklas	InAs	~500			
Buferis	InAs	0,18			1 ML/s
Apvalkalas	InAs(Si)	1,0	Si 1200°C	$2,00 \cdot 10^{17}$	1 ML/s
Tarpiklis	AlSb/InAs	2,5			1 Å/s
Gradientas	AlSb/InAs	0,0469			1 Å/s
Aktyvi zona	AlSb/InAs	2,2785			1 Å/s
Gradientas	AlSb/InAs	0,2143			1 Å/s
Tarpiklis	AlSb/InAs	0,8			1 Å/s
Apvalkalas	InAs(Si)	2,0	Si 1200°C	$2,00 \cdot 10^{17}$	1 ML/s
	Viso, μm	9,02			

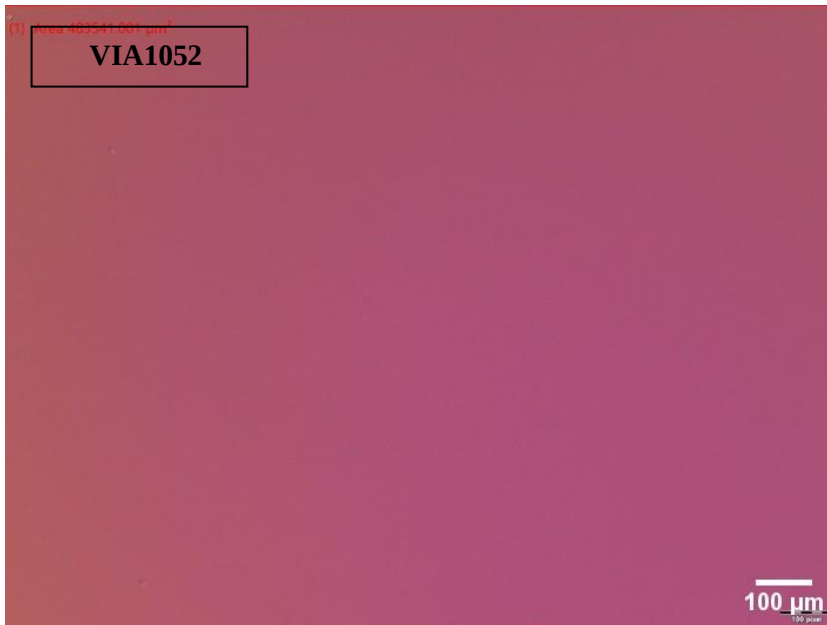
4.4 ir 4.5 lentelėse pateiktas struktūros sudaro:

- Buferis – sluoksnis skirtas išlyginti padėklo nelygumus ir paruošti tolimesniam epitaksiniam auginimui;
- Apvalkalo sluoksnis. Jis būna stipriai legiruotas, tam, kad jo lūžio rodiklis būtų žemesnis už QCL šerdies ir taip būtų sukurtas visiškas atspindys, užtikrinantis, kad lazeriavimas vyktų tik išilgai kristalo ir šviesa nepabėgtų vertikaliai. Sukuriamas plokščias bangolaidis.
- Tarpiklis - sluoksnis, kurio tikslas, atskirti aktyviąją zoną nuo apvalkalo sluoksnio. Pastarasis, dėl didelio legiravimo, pasižymi didele sugertimi ir labai efektyviai slopina į jį patenkančią šviesą. Tam kad sumažintume šviesos nuostolius šiame sluoksnyje, sukuriamas tarpinis sluoksnis su mažesniu legiravimu. Taip gaunasi pereinamasis visiškas atspindys su gerokai mažesniais nuostoliais.
- Gradientas - pagalbinis sluoksnis, pagerinantis krūvininkų injekciją. Sumažina balistinių elektronų kiekį, padeda elektronus įvesti į sužadintą lygmenį. Veikia tarsi elektronų piltuvėlis.
- Aktyvioji zona (aktyvioji sritis). QCL kristalo šerdis, kur vyksta kvantinė magija - elektronų spinduliniai šuoliai. Pati svarbiausia sritis, kuri nusako QCL emisijos bangos ilgį.

Abi struktūros buvo užaugintos naudojant išvystytą InAs/Al(As)Sb darinių molekulinį pluoštelį epitaksijos procedūrą. Prieš tai buvo atlikta precizinio

kalibravimo auginimų serija, kurios metų buvo suderintas As/Sb santykis AlAsSb sluoksniuose bei nustatyti InAs ir AlAsSb sluoksnių augimo greičiai. Lazerinės struktūros buvo auginamos 430 °C temperatūroje. InAs bei AlAsSb sluoksniai aktyviojoje srityje ir supergardelių tarpikliuose buvo auginami 1 Å/s greičiu, apdariniai sluoksniai bei InAs tarpikliai buvo auginami 3 Å/s greičiu (kas yra lygu vieno monosluoksnio per sekunde greičiui). Temperatūra buvo kontroliuojama naudojant pirometro parodymus. Išaugintos struktūros buvo tiriamos Nomarskio mikroskopu bei buvo atlikta jų rentgeno difrakcijos analizė. VIA1027 (suprojektuotas emisijai ties 3,3 μm) bei VIA1052 (suprojektuotas emisijai ties 8,4 μm) bandinių paviršių Nomarski mikroskopo darytos nuotraukos yra pateiktos 4.21 pav. Abiejų struktūrų paviršius yra lygus, be matomų dislokacijų. VIA1027 struktūroje išmatuotas defektų tankis centrinėje padėklo srityje yra apie 1034 cm⁻². Tuo tarpu struktūra VIA1052 centrinėje padėklo srityje turi dar mažesnę defektų tankį, kuris yra 620 cm⁻².



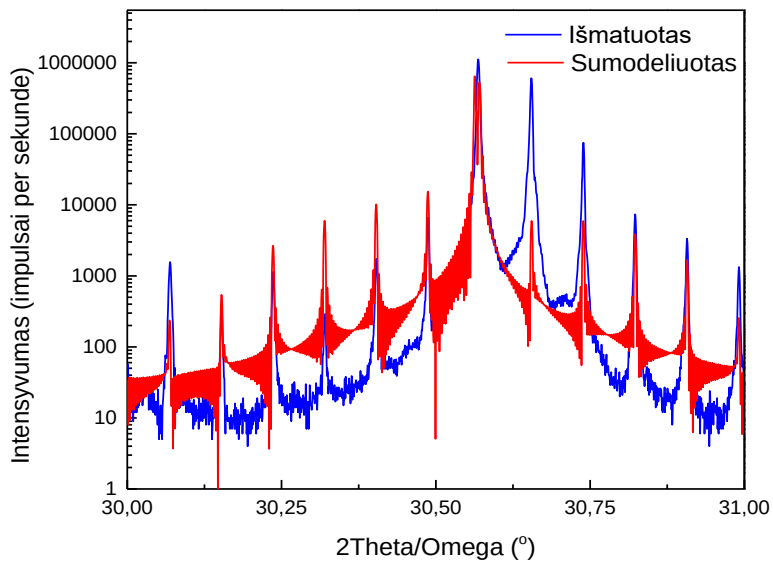
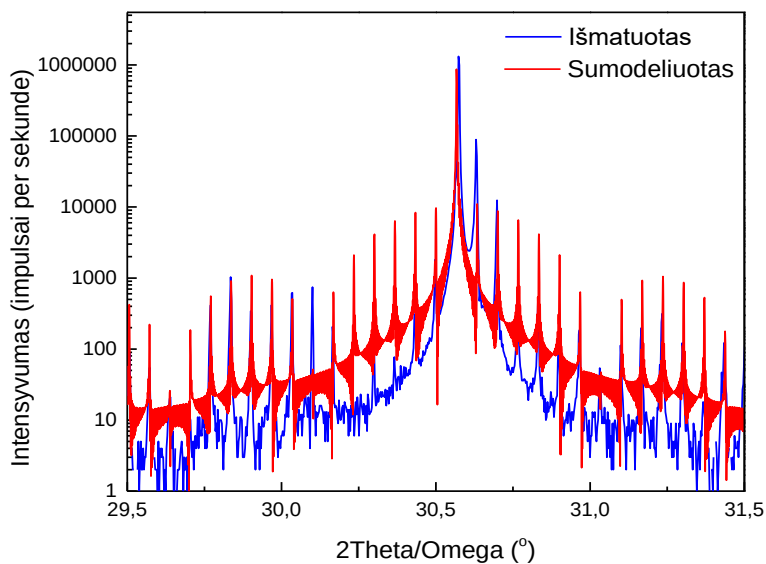


4.21 pav. Pirmas paveikslas – bandinio VIA1027 Nomarski vaizdas, antrasis – bandinio VIA1052 Nomarski vaizdas. Defektų tankis atitinkamai yra: 156 cm^{-2} ir 52 cm^{-2} .

Abiejų bandinių išmatuotos rentgeno difrakcijos kreivės yra pateiktos 4.22 pav. Iš VIA1027 rentgeno spindulių difrakcijos kreivės matyti, kad atsiskyrimas $\Delta\theta$ tarp padėklo pirmos eilės XRD difrakcijos smailės ir vidutinio aktyvios zonos supergardelės periodo pirmos eilės XRD difrakcijos smailės padėties, yra apie 29 arcsec. Gardelės nesutapimas procentais, remiantis Breggo dėsnio, gali būti išreikštas naudojantis formule:

$$\text{Nesutapimas \%} = (\Delta\theta/3600) * \left(\frac{\pi}{180}\right) * \cot\theta * 100. \quad (4.1)$$

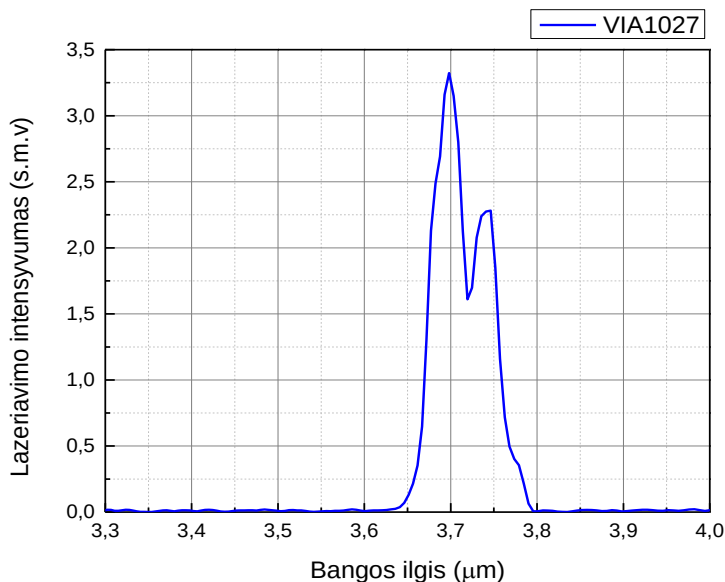
Čia θ – padėklo XRD pirmos eilės difrakcinės smailės, kuris InAs atveju yra $28,2^\circ$. Tad, VIA1027 nesutapimas lygus $-0,19\%$. VIA1052 struktūra turi identišką supergardelės periodo smailių nesutapimą – 29 arcsec, ir atitinkamai $-0,19\%$ kristalinės gardelės nesutapimą. Abiem atvejais kristalinės gardelės yra laikomos suderintomis. Tą parodo ir Nomarskio mikroskopijos vaizdai, nes blogo suderinimo atveju, būtų matomi paviršiaus netolygumai.

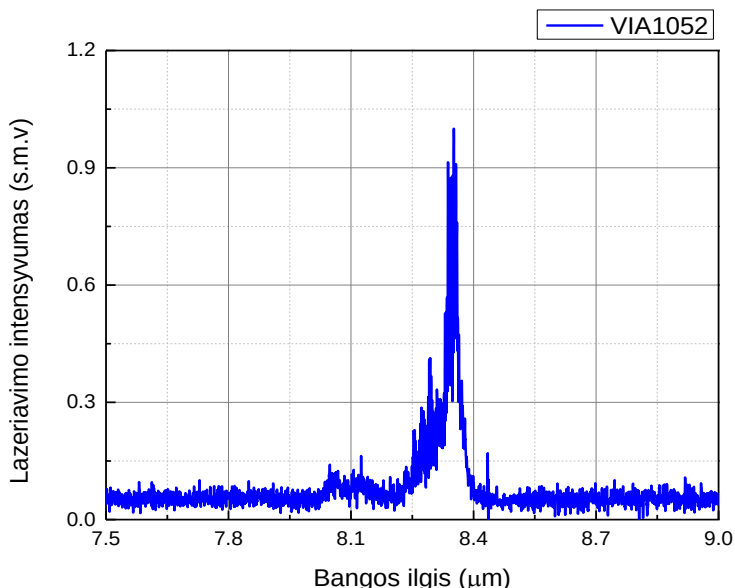


4.22 pav. Pirmą kreivę – bandinio VIA1027 XRD svyravimo kreivę, antrą kreivę – bandinio VIA1052 XRD svyravimo kreivę. Mėlynai pavaizduota išmatuota kreivė, raudonai – struktūros modeliavimo kreivė. VIA1027 XRD modelio skaičiavimai atlikti jau su įvertintus padidinta In kiekį kvantinėse duobėse.

Po užaugintų struktūrų Nomarskio mikroskopijos ir rentgeno difrakcijos tyrimų buvo atliekamas kristalų apdirbimas, pagal ankstesniuose skyriuose aprašytą metodiką. Abiem atvejais yra naudojama ta pati fotolitografijos ir korpūsavimo schema. Dėl didesnio VIA1052 struktūros storio, šių lazerių mezos ėsdinimui buvo taikomas ilgesnis ėsdinimo laikas.

Po litografijos ir metalizavimo procesų, bandiniai buvo skaldomi į atskirus lustus ir lituojami ant padėklų bei C-mount radiatorių. 4.23 pav. pateikti atitinkamai VIA1027 ir VIA1052 lazerių spektrai.



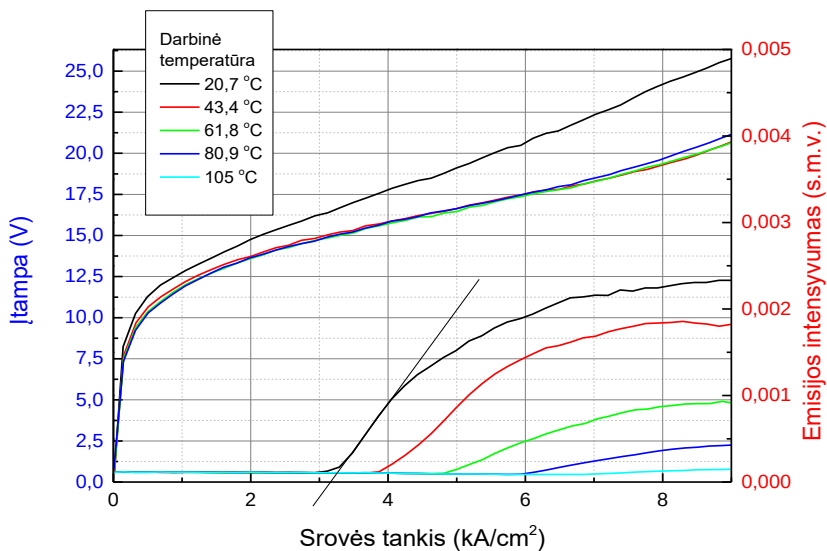


4.23 pav. QCL struktūrų VIA1027 ir VIA1052 lazerinės emisijos spektrai kambario temperatūroje. VIA1027 diodas buvo kaupinamas su $3,25 \text{ kA/cm}^2$, 25 ns srove, o VIA1052 - su $2,95 \text{ kA/cm}^2$, 50 ns srove.

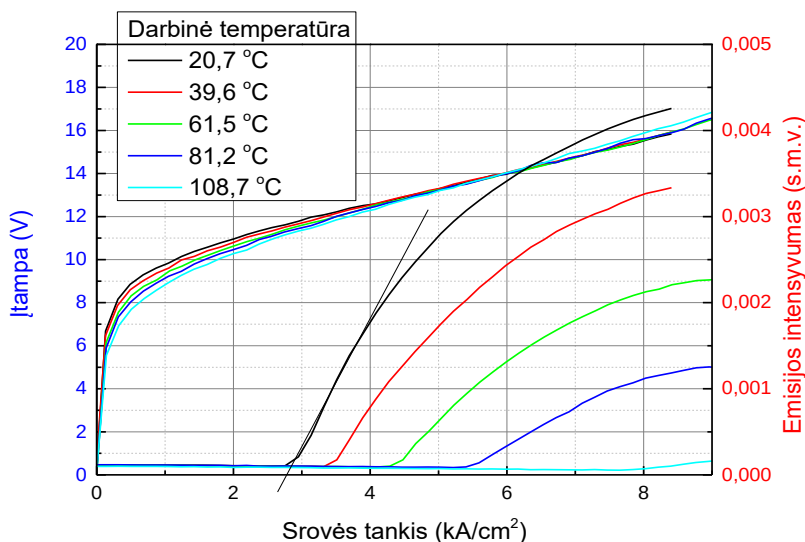
Nagrinėjant išmatuotus emisijos spektrus, buvo pastebėta, kad VIA1027 lazerio emisijos pagrindinės smailės padėtis yra ties $3,7 \mu\text{m}$, emisijos pusplotis apie 27 cm^{-1} . Atsižvelgiant į tai, kad lazerio emisija nėra vienamodė, toks emisijos spektro pusplotis yra priimtinas. Tačiau, smailės padėtis smarkiai skiriasi nuo projektinės. Atlikus kvantinio kaskadinio lazerio aktyvios terpės periodo matavimus iš rentgeno svyravimų kreivės, paaiškėjo, kad periodas yra 2% didesnis, nei projektinis. Pamatavus In bei Al šaltinių BEP, paaiškėjo, kad srautas iš In šaltinio yra padidėjęs lyginant su pradiniu. Tai nulėmė didesnę InAs kvantinių duobių storį ir atitinkamai kiek mažesnes elektronų šuolių energijas. VIA1052 emisijos pagrindinės smailės padėtis yra ties $8,35 \mu\text{m}$, emisijos pusplotis apie 5 cm^{-1} . Tai yra nepalyginamai geresni rezultatai, patvirtinantys, kad ilgabangės struktūros yra labiau atsparesnės molekulinį pluoštelį srauto nuokrypiams, nes elektrono energija kvantinėje duobėje turi kvadratinę priklausomybę nuo kvantinės duobės pločio. Taip pat, matome ypač siaurą emisiją. Be to, šiuos lazerius planuojama panaudoti kuriant derinamo bangos ilgio šaltinį su išoriniu rezonatoriumi. Abiem atvejais, lazeriniai lustai buvo paruošti Fabry-Perot konfigūracijoje. Tad

kalbant apie VIA0052 struktūrą, šis nuokrypis gali būti įtakojamas lazerio lusto ilgio.

Išmatuotos lazerių elektrooptinės savybės yra pateiktos pav. 4.24 ir pav. 4.25. Grafikuose yra pateiktos įtampos ir spinduliuotės intensyvumo priklausomybės nuo srovės tankio išmatuotos prie skirtingų lazerio korpuso temperatūrų.



4.24 pav. QCL struktūros VIA1027 voltamperinė charakteristika ir emisijos intensyvumo priklausomybė nuo srovės tankio, keičiant korpuso temperatūrą. Juoda linija žymi kur buvo nustatyta slenkstinis srovės tankis.



4.25 pav. QCL struktūros VIA1052 voltamperinė charakteristika ir emisijos intensyvumo priklausomybė nuo srovės tankio, keičiant korpuso temperatūrą. Juoda linija žymi kur buvo nustatyta slenkstinis srovės tankis.

Iš grafikų matyti, kad abu lazeriai turi tipinius šio tipo spinduliams slenkstinės srovės tankius, kurie paprastai kambario temperatūroje būna nuo 2 kA/cm^2 iki 5 kA/cm^2 ir yra ženkliai mažesni, lyginant su tos pačios medžiagų sistemos lazeriais, sukurtais kitose mokslininkų grupėse [119]. Baranov'o grupė nurodė, kad panašioms lazeriams slenkstinės srovės siekė 9 kA/cm^2 kambario temperatūroje ir 10 kA/cm^2 60°C . Mūsų suformuoti VIA0027 lazeriai kambario temperatūroje turėjo $3,15 \text{ kA/cm}^2$ ir maksimalią 105°C lazerio veikimo temperatūrą. Tuo tarpu VIA0052 lazeriai turėjo kiek mažesnę (apie $2,83 \text{ kA/cm}^2$) slenkstinę srovę kambario temperatūroje ir maksimalią $108,7^\circ\text{C}$ lazerio veikimo temperatūrą.

Taipogi buvo išmatuotos vidutinės lazerių optinės galios. Kaip galima buvo tikėtis, dėl trumpabangio veikimo, VIA0027 lazeriai turėjo mažesnes vidutines ir smailines galias. Prie optimalios 85 ns impulsų trukmės ir 5 kHz dažnio, šie lazeriai turėjo $29 \mu\text{W}$ optinę galią, kas gali būti transliuojama į 68 mW smailinę galią. Optimali impulso trukmė yra matuojama didinant impulso trukmę iki tos, kai atsakas iš detektoriaus nustoja didėti. Tai įvyksta dėl aktyvios terpės perkaitimo. Tolimesnis impulso trukmės didinimas neturi prasmės, nes šiuo atveju krenta lazerio našumas.

VIA0052 lazerių optinė galia buvo matuojama prie 170 ns impulso trukmės ir 5 kHz dažnio. Šių lazerių išmatuota vidutinė galia siekia $426 \mu\text{W}$,

o smailinė galia 0,501 W. Pažymėtina, kad lazerių optinė spinduliuotė buvo surenkama naudojant 0,5 colio lęšį, kurio židinio nuotolis yra 15 mm, o lazerio emisijos skėsties kampas greitąja ašimi (epitaksinių sluoksnių atžvilgiu tai yra vertikali ašis) siekia 120°, tad reali galia gali būti iki 18 kartų didesnė. Panaudoti parabolinio veidrodžio taip pat nebuvo galima, nes turimi veidrodžiai turi per ilgą židinio nuotolį arba yra per mažo skersmens.

Mažesnė VIA0027 lazerinio diodo galia gali būti siejama ir su trumpinimo kanalais susidariusiais dėl nehomogeniško dielektrinio sluoksnio, arba yra srovės nuotėkis per puslaidininkinės struktūros šoninius slėnius.

Apibendrinant, galime teigti, kad išvystyta InAs/AlAsSb molekulinį pluoštelį epitaksijos procedūra yra tinkama kvantinių kaskadinių lazerių auginimui ir leidžia ženkliai sumažinti morfologinių defektų tankį auginamose QCL struktūrose bei sutrumpinti šių struktūrų auginimo laiką bei sutaupyti procesui naudojamų medžiagų kiekį.

4.6. Šiluminių spinduolių prietaisų rezultatai

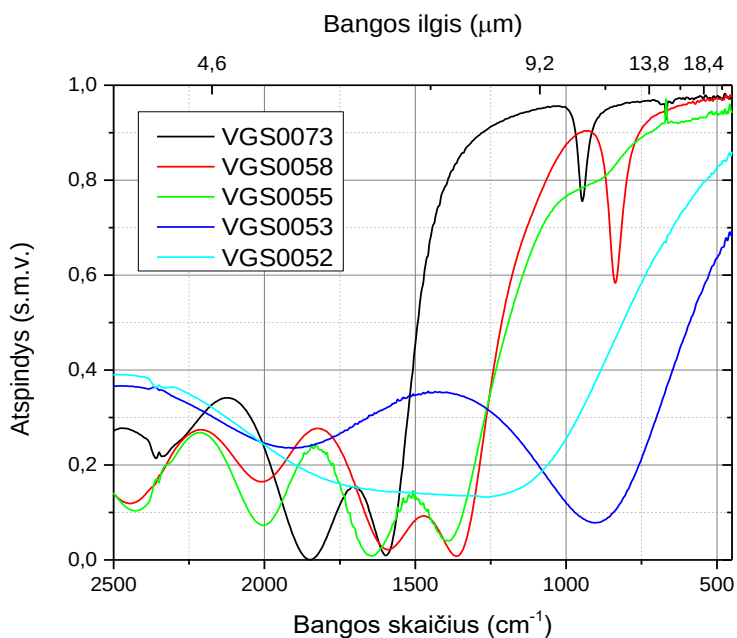
Pradėjus vystyti šiluminių spinduolių technologiją, buvo iškelta hipotezė išbandyti simetrinio legiravimo struktūrą, kuri savo konstrukcija, aprašyta 3.8 skyriuje, primintų lazerio veikimo schemą. Tarp dviejų plonų stipriai legiruotų sluoksnių (veidrodžių) įterptas krūvininkams silpnai laidus savitojo laidumo sluoksnis, kad tarp šių sluoksnių, remiantis ENZ sluoksnių savybėmis, galėtų susidaryti rezonansas. Išnaudojant išskirtines ENZ plonų sluoksnių savybes, šiame tyrime naudojami bandiniai buvo sukurti taip, kad būtų panaudotos unikalios nepaviršinių plazmoninių polaritonų sklaidos charakteristikos, taip sukuriant siaurąją, plataus kampo p-polarizuotą šiluminę emisijos spektrą. Kruopščiai kontroliuojant legiravimo lygius, buvo manipuluojama plazmos rezonanso dažniu, kontroliuojant emisijos bangos ilgį. Taip buvo pagaminti 10 mėginių, užauginti ant n-InAs (100) ir p-GaSb (100) padėklų, kurių projekcinės ir faktinės charakteristikos pateiktos 4.6 lentelėje.

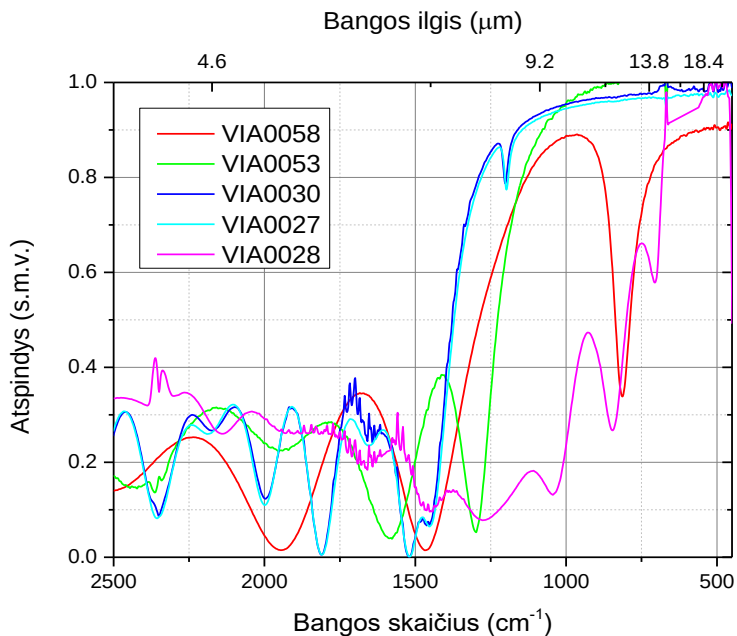
4.6 lentelė. Šiluminių spinduolių bandiniai. Pirmo sluoksnio legiravimas yra projektinis. Trečiojo sluoksnio legiravimas yra faktinis.

Bandinys	Pirmo sluoksnio legiravimas (cm ⁻³)	Trečio sluoksnio legiravimas (cm ⁻³)	Smailės padėtis (μm)	SNR (dB)
VGS0052	1,6 · 10 ¹⁹	9,6 · 10 ¹⁸	9,97	43,18

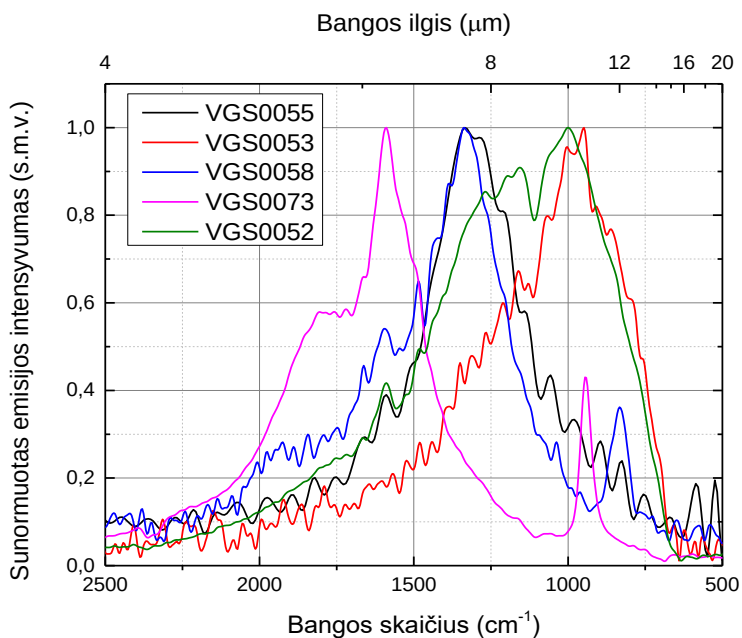
VGS0053	$8 \cdot 10^{18}$	$8 \cdot 10^{18}$	10,56	22,40
VGS0055	$5 \cdot 10^{19}$	$2,51 \cdot 10^{19}$	7,49	45,27
VGS0058	$2,51 \cdot 10^{19}$	$2,51 \cdot 10^{19}$	7,49	20,10
VGS0073	$4,8 \cdot 10^{19}$	$4,8 \cdot 10^{19}$	6,28	45,47
VIA0027	$6,5 \cdot 10^{19}$	$3,2 \cdot 10^{19}$	7,04	36,58
VIA0028	$9 \cdot 10^{18}$	$9 \cdot 10^{18}$	10,18	35,45
VIA0030	$3,2 \cdot 10^{19}$	$3,2 \cdot 10^{19}$	7,04	31,55
VIA0053	$2,22 \cdot 10^{19}$	$2,22 \cdot 10^{19}$	7,79	19,17
VIA0058	$2,22 \cdot 10^{19}$	$2,22 \cdot 10^{19}$	7,78	26,30

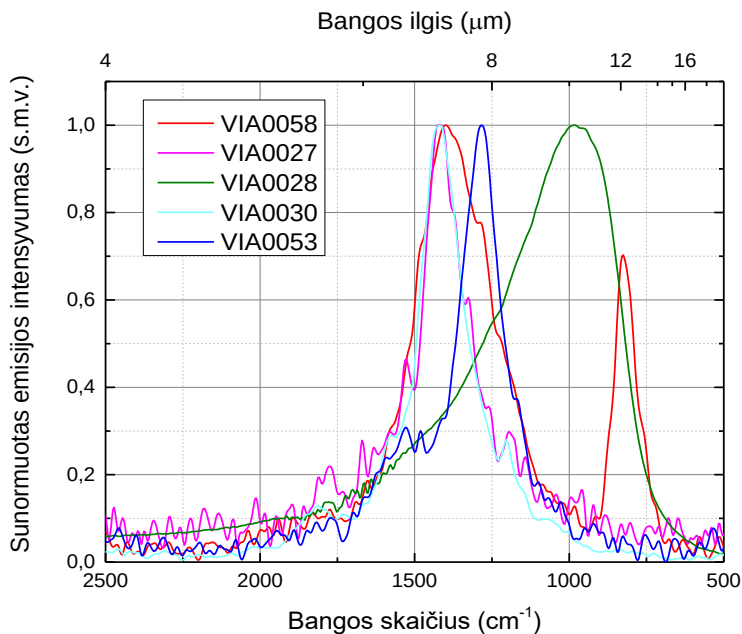
Šių 10 bandinių optinės charakteristikos (atspindžio ir emisijos spektrai) yra pateiktos atitinkamai 4.26 ir 4.27 paveiksluose.





4.26 pav. Šiluminių spindulių užaugintų ant GaSb (pirmas paveikslukas) ir InAs (antras paveikslukas) padėklų atspindžio spektrai.





4.27 pav. Šiluminių spindulių užaugintų ant GaSb (pirmas paveikslukas) ir InAs (antras paveikslukas) padėklų emisijos spektrai.

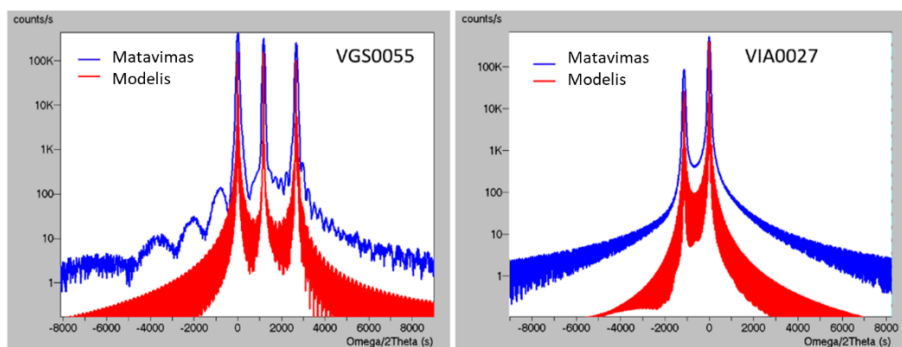
Tolimesniam gilesniam nagrinėjimui buvo pasirinkti bandiniai VGS0055 ir VIA0027 atsižvelgiant į tai, kad jų santykinė optinė emisija buvo stipriausia.

Mėginys VGS0055, yra augintas ant GaSb padėklo. Užauginus 100 nm nelegiruotą GaSb buferinį sluoksnį 520 °C temperatūroje, ir izoliuojantį 100 nm AlSb sluoksnį 505 °C temperatūroje, nekeičiant temperatūros buvo užaugintas 1 μm *n* legiruotas ($N = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) InAs sluoksnis. Siekiant išvengti sluoksnių interdifuzijos, temperatūra buvo sumažinta iki 450 °C ir užaugintas 500 nm storio nelegiruotas AlSb sluoksnis bei antrasis 1 μm storio *n* legiruotas ($N=5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) InAs sluoksnis. Kadangi GaSb padėklas turi mažesnę kristalinės gardelės konstantos skirtumą, lyginant su InAs padėklu, šis bandinys buvo auginamas be As įterpimo į AlSb sluoksnį. Tačiau Nomarski mikroskopijos tyrimai (4.29 pav.) parodė, kad užauginto bandinio paviršius turi labai didelį defektų bei dislokacijų tankį. Todėl, kitą bandinį buvo nuspręsta auginti ant InAs padėklo, įterpiant arseną į AlSb sluoksnį, naudojant aprašytą ankstesniuose skyriuose metodiką.

VIA0027 mėginys, išaugintas ant InAs padėklo, turėjo panašią struktūrą kaip VGS0055. Jame buvo užaugintas 100 nm nelegiruotas InAs buferinis sluoksnis, po to 1 μm *n* legiruotas ($N = 6,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) InAs sluoksnis, 500 nm AlAsSb sluoksnis ir antrasis 1 μm *n* legiruotas ($N = 6,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) InAs

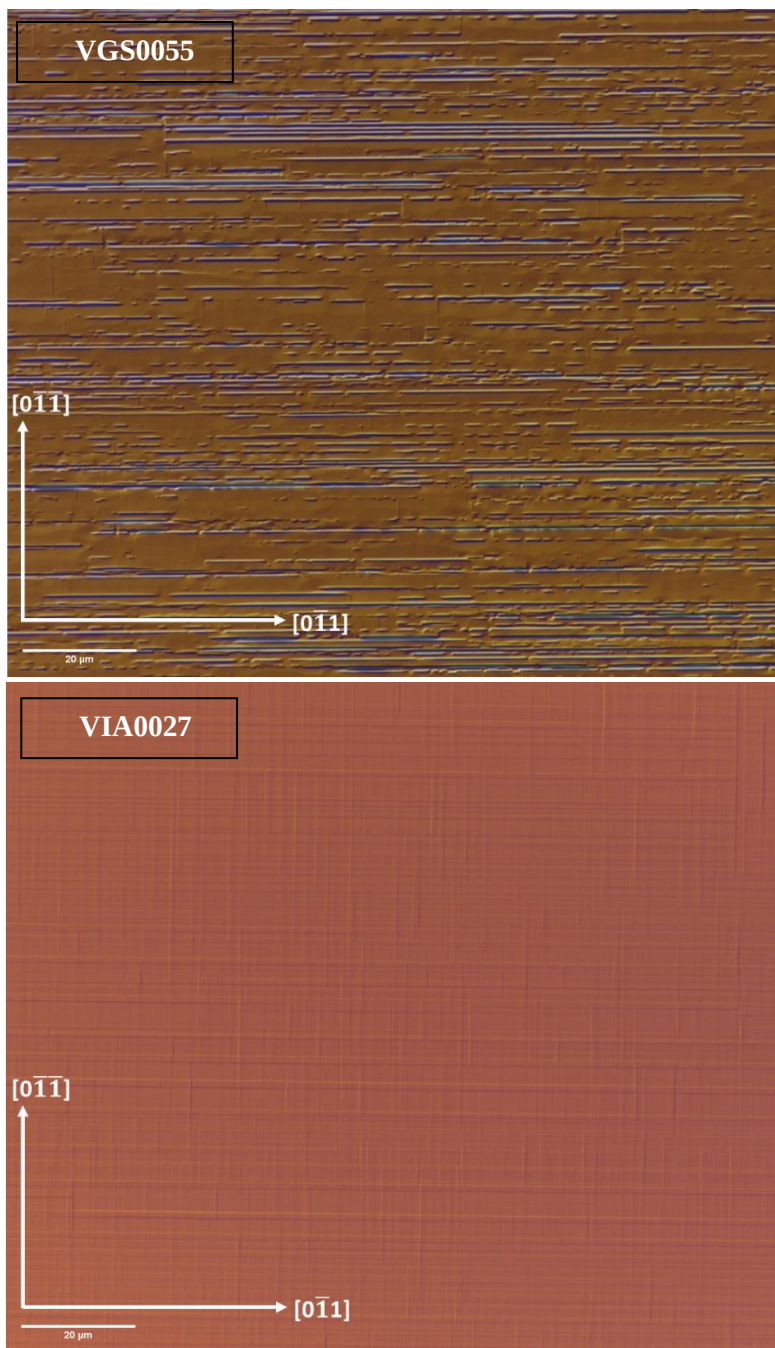
sluoksnis. Atkartojant GaSb grįstą struktūrą, tiek AlAsSb sluoksnio, tiek antrojo n-InAs sluoksnio augimo temperatūra buvo sumažinta iki 450 °C. Priešingai, pradinis InAs sluoksnis buvo auginamas aukštesnėje 505 °C temperatūroje. Kad kristalinės gardelės periodas atitiktų InAs padėklą ir pagerintų kristalinę kokybę, į AlSb sluoksnį buvo įterpta papildomo arseno.

Užauginus struktūras, buvo išmatuotos jų XRD kreivės. Išmatuotos bei sumodeliuotos svyravimų kreivės yra pateiktos 4.28 pav. Mėlynos kreivės rodo faktinius matavimus, o raudonos – modeliavimo rezultatus. Pažymėtina, kad mėginys VGS0055 rodo reikšmingą epitaksinių sluoksnių įtempimų atsipalaidavimą, maždaug 5% InAs sluoksniui ir maždaug 30% AlSb sluoksniui. Ir atvirkščiai, tam tikro As kiekio įvedimas auginant AlSb sluoksnį VIA0027 mėginyje sumažino InAs ir AlSb sluoksnių gardelės neatitikimą. Rentgeno spindulių difrakcijos modeliavimas rodo, kad maždaug 10% As buvo įterpta į AlSb sluoksnį, kas lėmė, kad visi likę sluoksniai buvo auginami įtempti. Dėl to VIA0027 mėginio paviršius buvo žymiai lygesnis, palyginti su mėginio VGS0055 (pav. 4.29).



4.28 pav. XRD kreivės mėginiams VGS0055 ir VIA0027. Adaptuotos iš publikuoto straipsnio [121].

Stebėjimai iš Nomarskio vaizdų rodo, kad abu mėginiai turi tinklę primenančias struktūras, o eilutės išlygiuotos [011] ir $[0\bar{1}1]$ kryptimis. Remiantis rentgeno spindulių difrakcijos rezultatais, ryškus atsipalaidavimas mėginyje VGS0055 lėmė ryškesnes dislokacijos eilutes. Abiejuose pavyzdžiuose akivaizdus dislokacijų vyravimas [011] kryptimi.

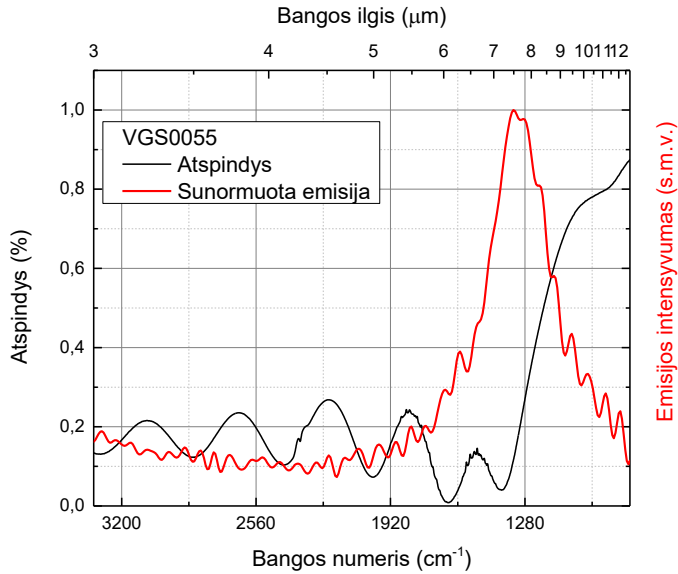


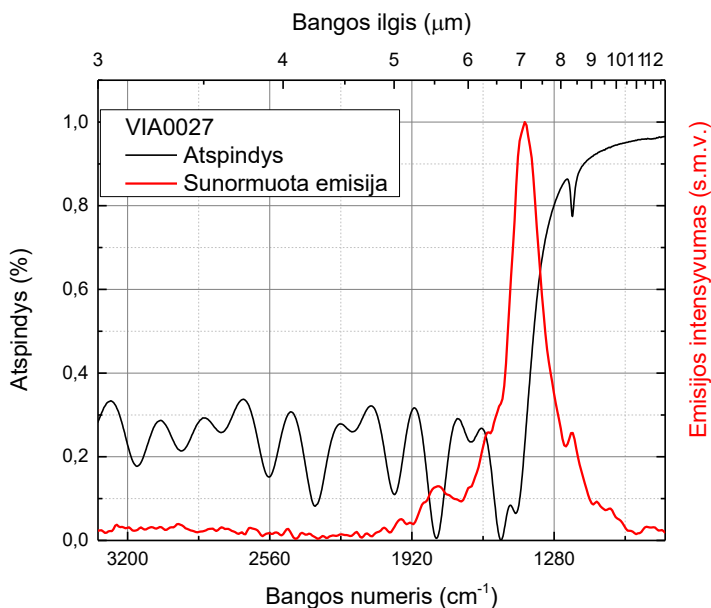
4.29 pav. Nomarskio mikroskopiniai mėginių VGS0055 (pirmas paveikslas) ir VIA0027 (antras paveikslas) paviršiaus vaizdai.

Abiejų mėginių laidumas buvo patikrintas naudojant Holo efekto matavimus. Mėginio VIA0027 viršutinis InAs sluoksnis yra n tipo laidumo,

kurio koncentracija $N=6,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, o elektronų judris $\mu=1135 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Tuo tarpu mėginys VGS0055 taip pat yra n legiruotas, bet jo koncentracija $N=5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, o elektronų judris - $\mu=1450 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Abiem atvejais krūvininkų koncentracijos atitinka projektinį.

4.30 pav. pavaizduoti emisijos ir atspindžio spektrai, išmatuoti atitinkamai iš mėginių VGS0055 ir VIA0027. Pagrindinė emisijos smailės bangos ilgio padėtis aiškiai atitinka plazmos rezonanso dažnį abiejuose mėginiuose, pabrėždama skleidžiamos šviesos plazmoninę prigimtį.



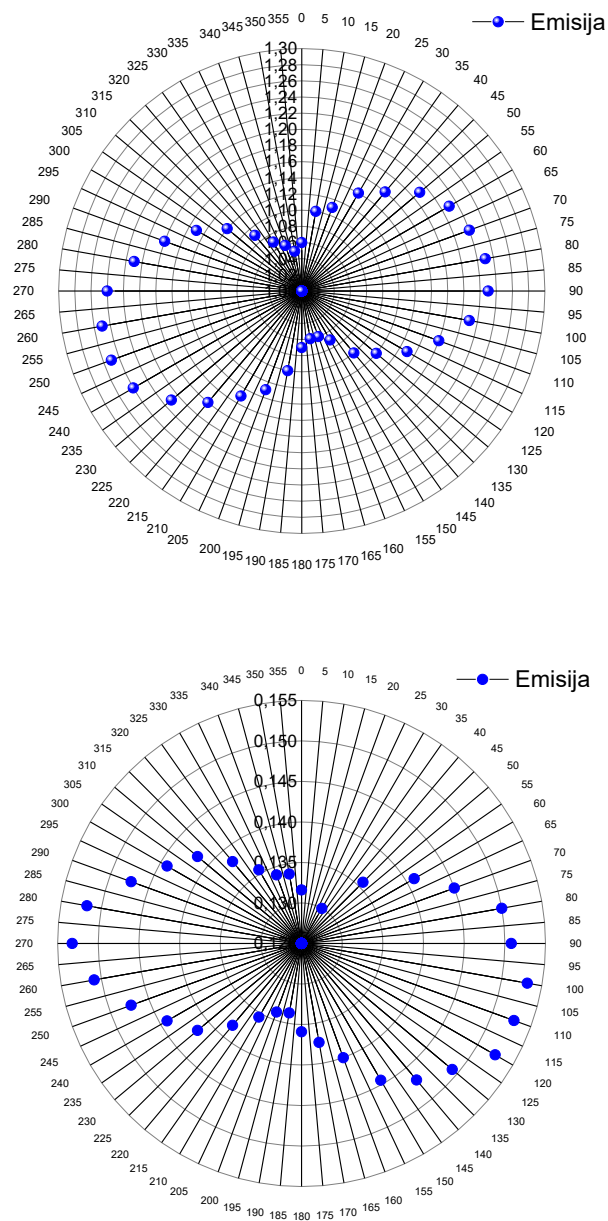


4.30 pav. VGS0055 ir VIA0027 emisijos bei atspindžio spektrai.

Pagal Drūdės modelį, plazmos dažnį įtakoja ir laisvųjų krūvininkų koncentracija, ir elektronų efektinė masė (lygtis 2.11). Atitinkamai šiam modeliui, sluoksniai su didesniu legiravimo lygiu, rodo didesnę plazmos rezonanso dažnį, todėl atspindžio bangos ilgis yra trumpesnis. Remiantis šiuo modeliu, sluoksniai su didesne legiravimo koncentracija pasižymi didesniu plazmos rezonanso dažniu, todėl ir emisijos bangos ilgis yra trumpesnis. Taigi emisijos bangos ilgis labai priklauso nuo laisvųjų elektronų tankio InAs sluoksniuose. Šis ryšys yra labai svarbus projektuojant šviesos šaltinius, kad būtų pasiekti konkretūs vidutinio infraraudonųjų spindulių spinduliuotės bangos ilgiai.

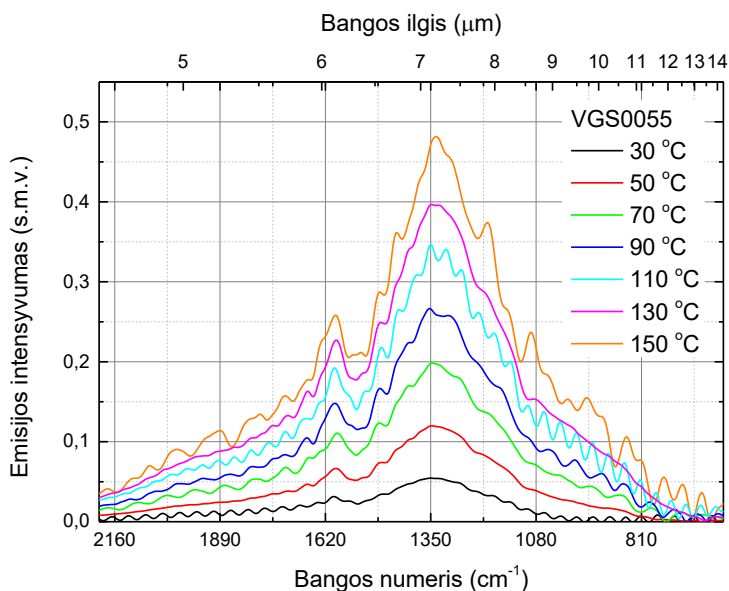
Duomenys, pavaizduoti 4.31 pav., gauti iš mėginių VIA0027 ir VGS0055, rodo ryškų p-polarizacijos dominavimą skleidžiamos šviesos intensyvume [011] kryptimi. Šis polarizacijos modelis atrodo neatsitiktinis ir atitinka mėginių struktūrines charakteristikas, ypač pirmenybinį defektų ir deformacijų pasiskirstymą [011] kryptimi. Šis stebėjimas nėra pagrįstas spėlionėmis, bet yra paremtas Nomarskio mikroskopijos išvadomis, kurios patvirtino panašų defektų pasiskirstymo kryptį. Tokios įžvalgos išryškina gilų ryšį tarp medžiagos mikrostruktūros ir jos optinių bei elektrinių savybių. Defektų ir deformacijų pasiskirstymo būdas gali turėti įtakos šviesos spinduliuotei, nes šiuo atveju paviršiaus struktūra gali veikti, kaip savotiškas poliarizatorius. Tokia paviršiaus struktūros įtaka dar karta pabrėžia tikslų

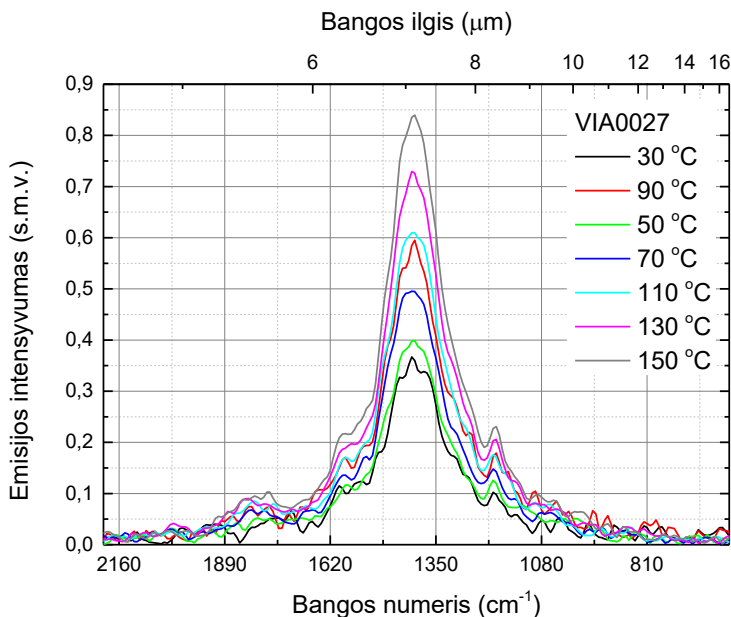
epitaksinio augimo metodų svarbą formuojant tiek struktūrinės, tiek emisijos charakteristikas.



4.31 pav. P-polarizuotos emisijos intensyvumo priklausomybė nuo mėginio orientacijos. 0 laipsnių padėtis atitinka poliarizacijos plokštumos p orientaciją [001] kryptimi. Viršuje – VGS0055 pavyzdys, apačioje – VIA0027 pavyzdys.

Emisijos spektrai esant skirtingoms žadinimo temperatūroms, kaip parodyta 4.32 pav., atskleidžia dvi pagrindines savybes. Pirma, emisijos intensyvumas rodo aiškią priklausomybę nuo temperatūros, o tai reiškia, kad šiluminiai svyravimai daro įtaką emisijos charakteristikai. Antra, stebima intriguojančiai silpna emisijos bangos ilgio smailės padėties priklausomybė nuo temperatūros. Nepaisant plataus temperatūros svyravimų diapazono, spinduliuotės bangos ilgis išlieka gana stabilus ir subtiliai keičia savo smailės padėtį. Šis emisijos bangos ilgio stabilumas gali būti siejamas su stipriai legiruotų InAs sluoksnių ENZ savybėmis. ENZ medžiagos dėl savo beveik nulinio pralaidumo gali apriboti ir sulėtinti šviesą, todėl gali būti geriau kontroliuojama šviesos ir medžiagos sąveika. Šis gebėjimas manipuliuoti pralaidumą, savo ruožtu, leidžia stabilizuoti emisijos bangos ilgį, izoliuojant jį nuo šiluminių svyravimų. Šis pastebėjimas pabrėžia pagrindinį ENZ medžiagų savybių vaidmenį kuriant siauros emisijos šiluminius spinduolius. Įgimta šviesos ir medžiagos sąveikos kontrolė, kurią suteikia ENZ savybės, gali būti panaudota siekiant išlaikyti bangos ilgio stabilumą esant skirtingoms darbinėms temperatūroms, o tai yra svarbi ypatybė tais atvejais, kai reikia patikimų ir nuoseklių šviesos spinduliavimo charakteristikų, nepaisant aplinkos ar eksploatacinių šiluminių pokyčių.





4.32 pav. Šiluminės spinduliuotės spektrų priklausomybė nuo žadinimo temperatūros abiem bandiniams. Pirmoji kreivė rodo bandinio VGS0055 emisijos priklausomybę nuo žadinimo temperatūros, antroji – bandinio VIA0027.

Be to, mūsų tyrimas pabrėžė ryškų p-polarizacijos dominavimą [011] kryptimi ir intriguojantį ryšį su medžiagos mikrostruktūrinėmis savybėmis. Pastebėta, kad defektai ir įtempimai pirmiausia buvo suderinti šia kryptimi, pakartodami poliarizacijos elgesį. Šis pastebėjimas reiškia medžiagos mikrostruktūros ir jos optoelektroninių savybių sąveiką, taip pabrėžiant kruopščios kontrolės svarbą epitaksinio augimo proceso metu.

Be to, tyrimas atskleidė emisijos intensyvumo ir emisijos bangos ilgio smailės padėties priklausomybę nuo temperatūros. Nepaisant plataus temperatūros svyravimų diapazono, emisijos bangos ilgis pasižymėjo nepaprastu stabilumu, kuris gali būti siejamas su stipriai legiruotų InAs sluoksnių ENZ savybėmis. Šis efektas pabrėžia pagrindinį ENZ medžiagų vaidmenį kontroliuojant šviesos ir medžiagos sąveiką, o tai gali turėti įtakos taikymams, kurioms reikalingos stabilios šviesos emisijos charakteristikos skirtingose darbo temperatūrose.

Apibendrinant, šio tyrimo rezultatai turi platų poveikį Mid-IR spinduliuotės šaltinių srčiai ir ne tik. Svarbus šių tyrimų akcentas yra sukurtų prietaisų paprastumas, pasiektas naudojant pilnai epitaksinę technologiją, o tai reiškia svarbų žingsnį siekiant efektyvaus ir paprasto šiluminės spinduliuotės šaltinių gamybos.

Tačiau, kaip ir bet kurioje besivystančioje mokslinių tyrimų srityje, yra ir daugiau galimybių tyrimams. Būsiami tyrimai galėtų išplėsti dabartinį darbą, gilindamiesi į tai, kaip įvairūs legiravimo lygiai ir kruopščiai suformuoti defektai bei deformacijos veikia skleidžiamos šviesos poliarizaciją, intensyvumą ir stabilumą. Be to, būtų galima giliau suprasti stipriai legiruotų InAs sluoksnių šilumines savybes, kad būtų galima toliau tobulinti šių spinduolių emisijos charakteristikas. Šis tyrimas bei pademonstruota pilnai epitaksinė šiluminių spinduolių formavimo technologija, gali atverti naujas galimybes tobulesnių, tvirtesnių ir efektyvesnių šviesos šaltinių kūrimui, o tai reikštų didelę pažangą MIR spinduliuotės šaltinių srityje.

Galiausiai, šio tyrimo rezultatų integravimas į naujos kartos optoelektroninių prietaisų projektavimą ir kūrimą galėtų atverti naujus šių technologijų horizontus. Pavyzdžiui, derinant galimybę valdyti emisijos bangos ilgį ir jos poliarizaciją, būtų galima sukurti MIR šaltinius, tinkamus konkretiems taikymams.

PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS

1. Bismuto įterpimas į InAs/AlSb medžiagų sistemą, skirtą kvantinių kaskadinių lazerių struktūrų kūrimui, nėra rekomenduotinas, nes įterpus bismutą, InAsBi šoninis L slėnis energetiškai nepakyla, bet kiek nusileidžia, kas didina elektronų nuotėkio tikimybę, kartu mažina lazerių našumą.
2. Naudojant netiesioginį arseno srautą, išvystyta unikali InAs/AlAsSb medžiagų sistemos epitaksijos procedūra, leidžianti auginti pilnai suderintas su InAs padėklu ypač tolygaus storio pasiskirstymo struktūras. Šis metodas ženkliai sumažina morfologinių defektų tankį užaugintose struktūrose bei auginimui reikalingą laiką ir medžiagų sąnaudas.
3. Netiesioginio arseno srauto formavimo technologija leidžia formuoti lazerines struktūras su labai mažu morfologinių defektų tankiu, o slenkstinės šių lazerių srovės bei lazerių galios nenusileidžia analogiškiems lazeriams siauros pasiūlos rinkoje.
4. Stipriai legiruoti InAs sluoksniai pasižymi ENZ savybėmis, kas leidžia kurti paviršiaus apdirbimo nereikalaujančius, pilnai epitaksinius, siauro emisijos spektro, priklausančio nuo sluoksnių legiravimo, šiluminius spinduolius.
5. ENZ ir plazmoniniu pagrindu veikiantys šiluminiai spinduoliai pasižymi fenomenaliu šiluminės emisijos smailės padėties stabilumu, nepriklausančiu nuo aplinkos temperatūros.

LITERATŪROS SĄRAŠAS

- [1] A. Baranov ir E. Tournie, *Semiconductor lasers - Fundamentals and applications*, t. 1, Woodhead publishing, 2013.
- [2] J. Faist, „Quantum devices,“ įtraukta *Quantum Cascade Lasers*, Oxford Academic, 2013, pp. 1-8.
- [3] M. Vainioab ir L. Halonen, „Mid-infrared optical parametric oscillators and frequency combs for molecular spectroscopy,“ *Physical Chemistry Chemical Physics*, t. 18, pp. 4266-4294, 2016.
- [4] B. Tuzson, M. Graf, J. Ravelid, P. Scheidegger, A. Kupferschmid, H. Looser, R. P. Morales ir L. Emmenegger, „A compact QCL spectrometer for mobile, high-precision methane sensing aboard drones,“ *Atmospheric Measurement Techniques*, t. 13, nr. 9, p. 4715–4726, 2020.
- [5] F. Wang, S. Slivken, D. H. Wu ir M. Razeghi, „Room temperature quantum cascade laser with 31% wall-plug efficiency,“ *AIP Advances*, nr. 10, p. 075012, 2020.
- [6] B. Wang, L. Zhou, S. Tan, W. Liu, G. Deng ir J. Wang, „71% wall-plug efficiency from 780 nm-emitting laser diode with GaAsP quantum well,“ *Optics & Laser Technology*, t. 168, p. 109867, 2024.
- [7] M. Razeghi, „High-Performance InP-Based Mid-IR Quantum Cascade Lasers,“ *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, t. 15, nr. 3, pp. 941-951, 2019.
- [8] E. Benveniste, A. Vasanelli, A. Delteil, J. Devenson, R. Teissier, A. Baranov, A. M. Andrews, G. Strasser, I. Sagnes ir C. Sirtori, „Influence of the material parameters on quantum cascade devices,“ *Applied Physics Letters*, t. 93, nr. 13, p. 131108, 2008.
- [9] R. F. Kazarinov ir R. A. Suris, „Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice,“ *Soviet Physics – Semiconductors*, t. 5, nr. 4, p. 707, 1971.
- [10] J. Devenson, O. Cathabard, R. Teissier ir A. Baranov, „InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting at 2.75–2.9 μm ,“ *Applied Physics Letters*, t. 91, nr. 25, p. 251102, 2007.

- [11] C. A. Broderick, S. Mazzucato, H. Carrère, T. Amand, H. Makhloufi, A. Arnoult, C. Fontaine, O. Donmez, A. Erol, M. Usman, E. P. O'Reilly ir X. Marie, „Anisotropic electron g factor as a probe of the electronic structure of GaBixAs1-x/GaAs epilayers,“ *PHYSICAL REVIEW B*, t. 90, p. 195301, 2014.
- [12] O. Cathabard, R. Teissier, J. Devenson, J. . C. Moreno ir A. Baranov, „Quantum cascade lasers emitting near 2.6 μm ,“ *Applied Physics Letters*, t. 96, nr. 14, p. 141110, 2010.
- [13] I. P. Marko, A. R. Adams, S. J. Sweeney, R. Teissier, A. N. Baranov ir S. Tomic, „Evidence of carrier leakage into the L-valley in InAs-based quantum cascade lasers under high hydrostatic pressure.,“ *physica status solidi (b)*, t. 246, nr. 3, pp. 512-515, 2009.
- [14] U. Willer, M. Saraji, A. Khorsandi, P. Geiser ir W. Schade, „Near- and mid-infrared laser monitoring of industrial processes, environment and security applications,“ *Optics and Lasers in Engineering*, t. 44, nr. 7, pp. 699-710, 2006.
- [15] X. Liu, Z. Li, Z. Wen, M. Wu, J. Lu, X. Chen, W. Lu ir X. Shen, „Large-area, lithography-free, narrow-band and highly directional thermal emitter,“ *Nanoscale*, t. 11, nr. 42, pp. 19742-19750, 2019.
- [16] G. Lu, J. R. Nolen, T. G. Folland , M. J. Tadjer, D. G. Walker ir J. D. Caldwell , „Narrowband Polaritonic Thermal Emitters Driven by Waste Heat,“ *ACS Omega*, t. 5, nr. 19, pp. 10900-10908, 2020.
- [17] J. Wu, Z. T. Xie, Y. Sha ir Q. Li, „Epsilon-near-zero photonics: infinite potentials,“ *Photonics Research*, t. 9, nr. 8, pp. 1616-1644, 2021.
- [18] Y. C. Jun, T. S. Luk, R. A. Ellis, J. F. Klem ir I. Brener, „Doping-tunable thermal emission from plasmon polaritons in semiconductor epsilon-near-zero thin films,“ *Applied Physics Letters*, t. 105, nr. 13, pp. 131109-131109, 2014.
- [19] J. S. Hwang, J. Xu ir A. P. Raman, „Simultaneous Control of Spectral And Directional Emissivity with Gradient Epsilon-Near-Zero InAs Photonic Structures,“ *Advanced Materials*, t. 35, nr. 39, p. 2302956, 2023.
- [20] C. Argyropoulos, K. Q. Le, N. Mattiucci, G. D'Aguanno ir A. Alù, „Broadband absorbers and selective emitters based on plasmonic Brewster metasurfaces,“ *Physical Review B*, t. 87, nr. 20, p. 205112, 2013.

- [21] S. Law, R. Liu ir D. Wasserman, „Doped semiconductors with band-edge plasma frequencies,“ *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 32, nr. 5, p. 052601, 2014.
- [22] M. Liu, S. Xia, W. Wan, J. Qin, H. Li, C. Zhao, L. Bi ir C.-W. Qiu, „Broadband mid-infrared non-reciprocal absorption using magnetized gradient epsilon-near-zero thin films,“ *Nature Materials*, t. 22, nr. 10, pp. 1196-1202, 2023.
- [23] M. Shiba, R. Ikariyama, M. Takushima ir Y. Kajikawa, „Properties of low-temperature-grown InAs and their changes upon annealing,“ *Journal of crystal growth*, t. 301, pp. 256-259, 2007.
- [24] J. Faist, F. Capasso, L. Sivco, C. Sirtori, L. Hutchinson ir A. Y. Cho, „Quantum Cascade Laser,“ *Science*, t. 264, p. 553, 1994.
- [25] L. Esaki ir R. Tsu, „Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors,“ *IBM Journal of Research and Development*, t. 14, nr. 1, p. 61, 1970.
- [26] F. Capasso, K. Mohammed ir A. Cho, „Resonant tunnelling through double barriers, perpendicular quantum transport phenomena in superlattices, and their device applications,“ *IEEE Journal of Quantum Electronics*, t. 22, nr. 9, p. 1853, 1986.
- [27] K. K. Choi, B. F. Levine, R. J. Malik, J. Walker ir C. G. Bethea, „Periodic negative conductance by sequential resonant tunneling through an expanding high-field superlattice domain,“ *PHYSICAL REVIEW B*, t. 35, p. 4172, 1987.
- [28] Y. A. Mityagin, V. N. Murzin, Y. A. Efimov ir G. K. Rasulova, „Sequential excited-to-excited states resonant tunneling and electric field domains in long period superlattices,“ *Applied Physics Letters*, t. 70, p. 3008–3010, 1997.
- [29] Y. Xu, A. Shakouri ir A. Yariv, „The effect of temperature on the resonant tunneling and electric field domain formation in multiple quantum well superlattices,“ *Journal of Applied Physics*, t. 81, p. 2033–2035, 1997.
- [30] C. Becker, A. Vasanelli, C. Sirtori ir G. Bastard, „Electron-longitudinal optical phonon interaction between Landau levels in semiconductor heterostructures,“ *Physical Review B*, t. 69, p. 115328, 2004.
- [31] H. C. Liu ir F. Capasso, Intersubband transition in quantum well : physics and device applications, Academic press, 2000.

- [32] R. Ferreira ir G. Bastard, „Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures,“ *Physical Review B*, t. 40, nr. 2, p. 1074, 1989.
- [33] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco ir A. Y. Cho, „Mid infrared (8.5 μm) semiconductor laser operating at room temperature.,“ *Photonics Technology Letters*, t. 9, nr. 142, pp. 294-296, 1997.
- [34] J. Faist, C. Sirtori, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon, A. L. Hutchinson ir A. Y. Cho, „High power mid-infrared ($\sim 5 \mu\text{m}$) quantum cascade laser operating at room temperature,“ *Applied Physics Letters*, t. 68, p. 3680, 1996.
- [35] G. Scamarcio, F. Capasso, C. Sirtori, J. Faist, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco ir A. Y. Cho, „High-power infrared (8 μm wavelength) superlattice lasers,“ *Science*, t. 276, p. 773, 1997.
- [36] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco ir A. Y. Cho, „Resonant tunnelling in quantum cascade lasers,“ *Journal of Quantum Electronics*, t. 34, nr. 9, 1998.
- [37] D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Illegems, E. Gini ir H. Melchior, „Continuous wave operation of a 9.3 μm quantum cascade laser on a Peltier cooler,“ *Applied Physics Letters*, t. 74, p. 1964–1966, 2001.
- [38] A. Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson ir A. Y. Cho., „High performance interminiband quantum cascade lasers with graded superlattices,“ *Applied Physics Letters*, t. 73, pp. 2101-2103, 1998.
- [39] J. Faist, M. Beck, T. Aellen ir E. Gini, „Quantum cascade lasers based on a bound-to-continuum transition,“ *Applied Physics Letters*, t. 78, pp. 147-149, 2001.
- [40] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti ir F. Rossi, „Terahertz semiconductor-heterostructure laser,“ *Nature*, t. 417, p. 156, 2002.
- [41] S. Tiwari ir D. J. Frank, „Empirical fit to band discontinuities and barrier heights in III–V alloy systems,“ *Applied Physics Letters*, t. 60, nr. 5, p. 630–632, 1992.

- [42] C. Sirtori ir R. Teissier, „Quantum Cascade Lasers: Overview of Basic Principles of Operation and State of the Art,“ įtraukta *Intersubband Transitions in Quantum Structures*, 2006, pp. 1-44.
- [43] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, S. G. Chu ir A. Y. Cho, „Short wavelength ($\sim 3.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs,“ *Applied Physics Letters*, t. 72, nr. 6, p. 680, 1998.
- [44] „The Ioffe Institute,“ [Tinkle]. Available: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InAsSb/basic.html>. [Kreiptasi 27 Lapkričio 2023].
- [45] K. Alberi, O. D. Dubon, W. Walukiewicz, K. M. Yu, K. Bertulis ir A. Krotkus, „Valence band anticrossing in GaBiAs,“ *Applied Physics Letters*, t. 91, nr. 5, p. 051909, 2007.
- [46] M. Usman, C. A. Broderick, A. Lindsay ir E. P. O'Reilly, „Tight-binding analysis of the electronic structure of dilute bismide alloys of GaP and GaAs,“ *PHYSICAL REVIEW B*, t. 84, p. 245202, 2011.
- [47] P. Werle, „Fundamentals of spectral detection,“ įtraukta *Laser Spectroscopy for Sensing*, Woodhead Publishing, 2014, pp. 67-101.
- [48] H. Online, „Hitran,“ [Tinkle]. Available: <https://hitran.org/lbl/>. [Kreiptasi 28 Lapkričio 2023].
- [49] Y. Gong, Z. Wang, K. Li, L. Uggalla, L. Huang, N. Copner, Y. Zhou, D. Qiao ir J. Zhu, „Highly efficient and broadband mid-infrared metamaterial thermal emitter for optical gas sensing,“ *Optical Letters*, t. 42, nr. 21, pp. 4537-4540, 2017.
- [50] H. Li, D. Li ir G. Song, „Recent applications of fiber optic sensors to health monitoring in civil engineering,“ *Engineering Structures*, t. 26, nr. 11, pp. 1647-1657, 2004.
- [51] A. Lener, D. Bierman, Y. Nam, W. R. Chan, I. Celanovic, M. Soljacic ir E. Wang, „A nanophotonic solar thermophotovoltaic device,“ *Nature Nanotechnology*, t. 9, pp. 126-130, 2014.
- [52] E. Rephaeli ir S. Fan, „Absorber and emitter for solar thermophotovoltaic systems to achieve efficiency exceeding the Shockley-Queisser limit,“ *Optics Express*, t. 17, nr. 17, pp. 15145-15159, 2009.
- [53] N. Gaponik, I. L. Radtchenko, M. R. Gerstenberger, Y. A. Fedutik, G. B. Sukhorukov ir A. L. Rogach, „Labeling of

- Biocompatible Polymer Microcapsules with Near-Infrared Emitting Nanocrystals,” *Nano Letters*, t. 3, nr. 3, pp. 369-372, 2003.
- [54] X. Liu, T. Starr, A. F. Starr ir W. J. Padilla, „Infrared Spatial and Frequency Selective Metamaterial with Near-Unity Absorbance,” *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, t. 104, p. 207403, 2010.
- [55] W. Li, Y. Shi, Z. Chen ir S. Fan, „Photonic thermal management of coloured objects,” *Nature Communications*, t. 9, p. 4240, 2018.
- [56] Y. Li, X. Bai, T. Yang, H. Luo ir C. W. Qiu, „Structured thermal surface for radiative camouflage,” *Nature Communications*, t. 9, p. 273, 2018.
- [57] A. Luque ir S. Hegedus, *Handbook of Photovoltaic Science and Engineering*, John Wiley & Sons, Ltd, 2010.
- [58] H. R. Seyf ir A. Henry, „Thermophotovoltaics: a potential pathway to high efficiency concentrated solar power,” *Energy & Environmental Science*, t. 9, pp. 2654-2665, 2016.
- [59] K. Chen, P. Santhanam ir S. Fan, „Suppressing sub-bandgap phonon-polariton heat transfer in near-field thermophotovoltaic devices for waste heat recovery,” *Applied Physics Letters*, t. 107, p. 091106, 2015.
- [60] L. M. Fraas, J. E. Avery ir H. X. Huang, „Thermophotovoltaic furnace-generator for the home using low bandgap GaSb cells,” *Semiconductor Science and Technology*, t. 18, nr. 5, pp. 247-253, 2003.
- [61] S. J. Byrnes, R. Blanchard ir F. Capasso, „Harvesting renewable energy from Earth’s mid-infrared emissions,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, t. 111, nr. 11, p. 3927–3932, 2014.
- [62] D. G. Baranov, Y. Xiao, I. A. Nechepurenko, A. Krasnok, A. Alu ir M. A. Kats, „Nanophotonic engineering of far-field thermal emitters,” *Nature materials*, t. 19, p. 920–930, 2019.
- [63] L. Dobusch, S. Schuler, V. Perebeinos ir T. Mueller, „Thermal Light Emission from Monolayer MoS₂,” *Advanced Materials*, t. 29, nr. 31, p. 1701304, 2017.
- [64] R. W. Boyd, *Radiometry and the Detection of Optical Radiation*, Wiley, 1983.

- [65] T. R. Cardoso ir S. Castro, „The blackbody radiation in a D-dimensional universes,“ *Revista Brasileira de Ensino de Física*, t. 27, pp. 559-563, 2005.
- [66] R. H. Dicke, „The measurement of thermal radiation at microwave frequencies,“ *Review of scientific instruments*, t. 17, nr. 7, pp. 268-275, 1946.
- [67] M. Fox, Optical properties of solids, 2nd edition, Oxford, 2010.
- [68] S. H. Simon, The Oxford solid state basics, Oxford, 2013.
- [69] D. Sarid, „Long-Range Surface-Plasma Waves on Very Thin Metal Films,“ *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, t. 47, p. 446, 1982.
- [70] S. Vassant, J. P. Hugonin, F. Marquier ir J. J. Greffet, „Berreman mode and epsilon near zero mode,“ *Optics Express*, t. 20, pp. 23971-23977, 2012.
- [71] S. Campione, I. Brener ir F. Marquier, „What is an epsilon-near-zero mode?,“ *Advanced Photonics*, t. IM4A.5, 2015.
- [72] S. Vassant, A. Archambault, F. Marquier, F. Pardo, U. Gennser, A. Cavanna, J. L. Pelouard ir J. J. Greffet, „Epsilon-Near-Zero Mode for Active Optoelectronic Devices,“ *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, t. 109, p. 237401, 2012.
- [73] D. W. Berreman, „Infrared absorption at longitudinal optic frequency in cubic crystal films,“ *PHYSICAL REVIEW*, t. 130, nr. 6, pp. 2193-2198, 1963.
- [74] I. Khan, Z. Fang, M. Palei, J. Lu, L. Nordin, E. L. Simmons, O. Dominguez, H. G. Xing, D. Wasserman ir A. J. Hoffman, „Engineering the Berreman mode in mid-infrared polar materials,“ *Optics Express*, t. 28, nr. 19, pp. 28590-28599, 2020.
- [75] D. Mann, Y. K. Kato, A. Kinkhabwala, E. Pop, J. Cao, X. Wang, L. Zhang, J. Guo ir H. Dai, „Electrically driven thermal light emission from individual single-walled carbon nanotubes,“ *Nature Nanotechnology*, t. 2, pp. 33-38, 2007.
- [76] L. Dobusch, S. Schuler, V. Perebeinos ir T. Mueller, „Thermal Light Emission from Monolayer MoS₂,“ *Advanced materials*, t. 29, nr. 31, p. 1701304, 2017.
- [77] R. J. Mortimer, „Electrochromic materials,“ *Chemical Society Reviews*, t. 26, nr. 3, pp. 147-156, 1997.

- [78] J. S. Hale ir J. A. Woollam, „Prospects for IR emissivity control using electrochromic structures,“ *Thin Solid Films*, t. 339, pp. 174-180, 1999.
- [79] S. Vassant, M. Doyen, F. Marquier, F. Pardo, U. Gennser, A. Cavanna, J. L. Pelouard ir J. J. Greffet, „Electrical modulation of emissivity,“ *Applied Physics Letters*, t. 102, nr. 8, p. 081125, 2013.
- [80] T. Inoue, M. Zoysa, T. Asano ir S. Noda, „Realization of dynamic thermal emission control,“ *Nature materials*, t. 13, pp. 928-931, 2014.
- [81] K. Du, Y. Lyu, Y. Lu, Z. Cheng ir M. Qiu, „Control over emissivity of zero-static-power thermal emitters based on phase-changing material GST,“ *Light: Science & Applications*, t. 6, p. 16194, 2017.
- [82] M. Kats, R. Blanchard, S. Zhang, P. Genevet, C. Ko, S. Ramanathan ir F. Capasso, „Vanadium Dioxide as a Natural Disordered Metamaterial: Perfect Thermal Emission and Large Broadband Negative Differential Thermal Emittance,“ *PHYSICAL REVIEW X*, t. 3, p. 041004, 2013.
- [83] S. Lin, J. G. Fleming, E. Chow, J. Bur, K. K. Choi ir A. Goldber, „Enhancement and suppression of thermal emission by a three-dimensional photonic crystal,“ *PHYSICAL REVIEW B*, t. 62, nr. 4, p. 2243, 2000.
- [84] M. Zoysa, T. Asano, K. Mochizuki, A. Oskooi, T. Inoue ir S. Noda, „Conversion of broadband to narrowband thermal emission through energy recycling,“ *Nature Photonics*, t. 6, pp. 535-539, 2012.
- [85] T. Asano, M. Suemitsu, K. Hashimoto, M. Zoysa, T. Shibahara, T. Tsutsumi ir S. Noda, „Near-infrared-to-visible highly selective thermal emitters based on an intrinsic semiconductor,“ *SCIENCE ADVANCES*, t. 2, nr. 12, p. 1600499, 2016.
- [86] B. Askenazi, A. Vasanelli, Y. Todorov, G. Beaudoin, I. Sagnes ir C. Sirtori, „Midinfrared Ultrastrong Light-Matter Coupling for THz Thermal Emission,“ *ACS Photonics*, t. 4, nr. 10, p. 2550-2555, 2017.
- [87] C. Argyropoulos, K. Q. Le, N. Mattiucci, G. D’Aguanno ir A. Alu, „Broadband absorbers and selective emitters based on

- plasmonic Brewster metasurfaces,“ *PHYSICAL REVIEW B*, t. 87, nr. 20, p. 205112, 2013.
- [88] M. Henini, *Molecular Beam Epitaxy: From Research to Mass Production*, Newnes, 2012.
 - [89] M. A. Herman ir H. Sitter, *Molecular beam epitaxy—fundamentals and current status*, Springer-Verlag, 1989.
 - [90] J. R. Arthur, „Molecular beam epitaxy,“ *Surface Science*, t. 500, nr. 1, pp. 189-217, 2002.
 - [91] P. D. Brewer, D. H. Chow ir R. H. Miles, „Atomic antimony for molecular beam epitaxy of high quality III–V semiconductor alloys,“ *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 14, nr. 3, p. 2335–2338, 1996.
 - [92] T. H. Chiu, J. A. Ditzenberger, J. A. Luftman, W. T. Tsang ir N. T. Ha, „Te doping study in molecular beam epitaxial growth of GaSb using Sb₂Te₃,“ *Applied physics letters*, t. 56, nr. 17, pp. 1688-1690, 1990.
 - [93] A. Ichimiya ir P. Cohen, *Reflection High-Energy Electron Diffraction*, Cambridge University Press, 2004.
 - [94] K. Alberi, O. D. Dubon, W. Walukiewicz, K. M. Yu, K. Bertulis ir A. Krotkus, „Valence band anticrossing in GaBi_xAs_{1-x},“ *Applied Physics Letters*, t. 91, nr. 5, p. 051909, 2007.
 - [95] C. A. Broderick, W. Xiong, S. J. Sweeney, E. O'reilly ir J. M. Rorison, „Theory and design of In_xGa_{1-x}As_{1-y}Bi_y mid-infrared semiconductor lasers: type-I quantum wells for emission beyond 3 μm on InP substrates,“ *Semiconductor Science and Technology*, t. 33, p. 094007, 2018.
 - [96] V. Pačebutas, K. Bertulis, G. Aleksejenko ir A. Krotkus, „Molecular-beam-epitaxy grown GaBiAs for terahertz optoelectronic applications,“ *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, t. 20, pp. 363-366, 2009.
 - [97] R. Butkutė, A. Geižutis, V. Pačebutas, V. Čechavičius, B. Bukauskas, R. Kundrotas ir A. Krotkus, „Multi-quantum well Ga(AsBi)/GaAs laser diodes with more than 6% of bismuth,“ *Electronics letters*, t. 50, nr. 16, pp. 1155-1157, 2014.
 - [98] V. Pačebutas, A. Bičiūnas, S. Balakauskas, A. Krotkus, G. Andriukaitis, D. Lorenc, A. Pugžlys ir A. Baltuška, „Terahertz

- time-domain-spectroscopy system based on femtosecond Yb: fiber laser and GaBiAs photoconducting components," *Applied Physics Letters*, t. 97, nr. 3, p. 031111, 2010.
- [99] R. Butkutė, V. Pačebutas, B. Čechavičius, A. Selskis ir A. Krotkus, „Photoluminescence at up to 2.4 μm wavelengths from GaInAsBi/AlInAs quantum wells," *Journal of crystal growth*, t. 391, pp. 116-120, 2014.
- [100] J. P. Petropoulos, J. Zide ir Y. Zhong, „Optical and electrical characterization of InGaBiAs for use as a mid-infrared optoelectronic material," *Applied Physics Letters*, t. 99, nr. 3, p. 031110, 2011.
- [101] J. Lu, P. T. Webster, S. Liu, Y. H. Zhang ir S. R. Johnson, „Investigation of MBE-grown InAs_{1-x}Bi_x alloys and Bi-mediated type-II superlattices by transmission electron microscopy," *Journal of Crystal Growth*, t. 425, pp. 250-254, 2015.
- [102] Y. Gu, Y. G. Zhang, X. Y. Chen, Y. J. Ma, S. P. Xi, B. Du, W. Y. Ji ir Y. H. Shi, „Metamorphic InAs_{1-x}Bi_x/In_{0.83}Al_{0.17}As quantum well structures on InP for mid-infrared emission," *Applied Physics Letters*, t. 109, nr. 12, p. 122102, 2016.
- [103] I. C. Sandall, F. Bastiman, B. White, R. Richards, D. Mendes, J. P. David ir C. H. Tan, „Demonstration of InAsBi photoresponse beyond 3.5 μm ," *Applied Physics Letters*, t. 104, nr. 17, p. 171109, 2014.
- [104] Z. M. Fang, K. Y. Ma, R. M. Cohen ir G. B. Stringfellow, „Photoluminescence of InAsBi and InAsSbBi grown by organometallic vapor phase epitaxy," *Journal of applied physics*, t. 68, nr. 3, pp. 1187-1191, 1990.
- [105] S. P. Svensson, H. Hier, W. L. Sarney, D. Donestky, D. Wang ir G. Belenky, „Molecular beam epitaxy control and photoluminescence properties of InAsBi," *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 30, nr. 2, p. 02B109, 2012.
- [106] M. P. Polak, P. Scharoch ir R. Kudrawiec, „First-principles calculations of bismuth induced changes in the band structure of dilute Ga-V-Bi and In-V-Bi alloys: chemical trends versus experimental data," *Semiconductor Science and Technology*, t. 30, nr. 9, p. 094001, 2015.

- [107] G. P. Williams, F. Cerrina, F. Lapeyre, J. R. Anderson, R. J. Smith ir J. Hermanson, „Experimental study of the band structure of GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb,“ *Physical review B*, t. 34, nr. 8, p. 5548, 1986.
- [108] M. Malinverni, „Optimization of NH₃-MBE grown p-doped (Al) GaN layers and their implementation in long wavelength laser diodes and tunnel junctions,“ EPFL, 2015.
- [109] J. Nicolaï, B. Warot-Fonrose, C. Gatel, R. Teissier, A. N. Baranov, C. Magen ir A. Ponchet, „Formation of strained interfaces in AlSb/InAs multilayers grown by molecular beam epitaxy for quantum cascade lasers,“ *Journal of Applied Physics*, t. 118, nr. 3, p. 0353005, 2015.
- [110] G. Feng, K. Oe ir M. Yoshimoto, „Temperature dependence of Bi behavior in MBE growth of InGaAs/InP,“ *Journal of Crystal Growth*, %1 t. iš %2201-302, pp. 121-124, 2007.
- [111] J. Devenson, V. Pačebutas, R. Butkutė ir A. Baranov, „Structure and Optical Properties of InGaAsBi with up to 7% Bismuth,“ *Applied Physics Express*, t. 5, p. 015503, 2012.
- [112] S. Q. Wang ir S. Q. Ye, „First-principles study on elastic properties and phase stability of III–V compounds.,“ *physica status solidi (b)*, t. 240, nr. 1, pp. 45-54, 2003.
- [113] A. G. Milnes ir A. Y. Polyakov, „Indium arsenide: a semiconductor for high speed and electro-optical devices,“ *Materials Science and Engineering: B*, t. 18, nr. 3, pp. 237-259, 1993.
- [114] X. Liu, W. Zhao, L. Xiong ir H. Liu, *Packaging of High Power Semiconductor Lasers*, Springer, 2015.
- [115] T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos ir H. Kurz, „THz electromagnetic emission by coherent infrared-active phonons,“ *Physical Review B*, t. 53, nr. 7, p. 4005, 1996.
- [116] B. P. Zakharchenya, D. N. Mirlin ir I. I. Reshina, „Optical alignment of hot carriers in semiconductors,“ *Sov. Phys. Uspekhi*, t. 25, pp. 143-157, 1982.
- [117] V. L. Malevich, P. A. Ziaziulia, R. Adomavičius, A. Krotkus ir Y. V. Malevich, „Terahertz emission from cubic semiconductor induced by a transient anisotropic photocurrent,“ *Journal of Applied Physics*, t. 112, nr. 7, p. 073115, 2012.

- [118] A. Arlauskas ir A. Krotkus, „THz excitation spectra of AIIIBV semiconductors,“ *Semiconductor Science and Technology*, t. 27, nr. 11, p. 115015, 2012.
- [119] B. R. Nag, *Electron transport in compound semiconductors*, Springer, 1980.
- [120] P. T. Webster, A. J. Shalindar, N. A. Riordan, C. Gogineni, H. Liang, A. R. Sharma ir S. R. Johnson, „Optical properties of InAsBi and optimal designs of lattice-matched and strain-balanced III-V semiconductor superlattices,“ *Journal of Applied Physics*, t. 119, nr. 22, p. 225701, 2016.
- [121] A. Baranov, M. Bahriz ir R. Teissier, „3 Long-Wavelength Mid-Infrared Quantum Cascade Lasers,“ *Mid-Infrared and Terahertz Quantum Cascade Lasers*, t. 102, 2023.
- [122] X. Marcadet, C. Renard, M. Carras, M. Garcia ir J. Massies, „InAs/AlAsSb based quantum cascade lasers,“ *APPLIED PHYSICS LETTERS*, t. 91, p. 161104, 2007.
- [123] K. Stašys, A. Geižutis ir J. Devenson, „Enhanced thermal emission from metal-free, fully epitaxial structures with epsilon-near-zero InAs layers,“ *Journal of Semiconductors*, t. 45, nr. 2, p. 022101, 2024.

Infrared Radiation and Applications

Infrared radiation, invisible to the human eye, is an attractive region of the electromagnetic spectrum, especially in the mid-infrared (mid-IR) range (3 μm to 20 μm). This range is significant for two reasons: many organic molecules exhibit characteristic absorption lines here, making it a optical fingerprint region, and it includes atmospheric transparency windows with minimal absorption by water vapor. These properties make mid-IR ideal for medical diagnostics, security, industry, remote spectroscopy, telecommunications, and defence.

Mid-IR absorption spectra of harmful organic compounds in the atmosphere enable gas detectors using coherent light sources to achieve high sensitivity, down to parts-per-billion (ppb) and parts-per-trillion (ppt). Quantum cascade lasers (QCLs), due to their compactness, are ideal for such detectors, offering fast, selective, and sensitive detection. They are used in industry, mining (methane detectors), semiconductor manufacturing, explosives detection, environmental monitoring, and medical diagnostics of exhaled air. There is also potential for identifying chemical weapons and biomarkers in living tissues. The 3-5 μm and 8-12 μm wavelengths fall within the atmospheric transparency window, making these lasers suitable for data transmission, remote sensing, and thermographic imaging.

Despite their advantages, QCLs have practical limitations, such as low wall plug efficiency (WPE) compared to interband laser diodes. The highest QCL WPE is currently $\sim 31\%$ at $\lambda = 4.9 \mu\text{m}$, while GaAsP quantum well laser diodes reach $\sim 71\%$ at $\lambda = 780 \text{ nm}$. This results in low radiation power and high threshold currents and voltages. QCL efficiency depends on factors like active region design, material properties, heat dissipation, and waveguide formation. Improving these parameters can be a long-term task; thus, the focus should be on innovative materials.

Studies have identified the need to optimize charge carrier lifetime in the upper subband. Reducing electron effective mass increases gain and laser output. A. Baranov's group proposed using antimony-based compounds (InAs/AlSb system) with m_e^* less than $0.023 m_0$, leading to short-wavelength QCLs (2.75-2.9 μm) in 2007. To improve QCL efficiency, new materials with even lower electron effective mass are needed. Theoretically, incorporating bismuth into III-V compounds reduces electron effective mass as bismuth concentration increases. Despite contradictory experimental results, bismuth

incorporation could achieve lower electron effective mass values, increasing QCL efficiency. This was a primary research goal.

While charge carrier lifetime affects QCL optical gain, charge carrier injection is also crucial. QCLs are unipolar light sources, generating light only in the conduction band subbands. The InAs/AlSb system, with a large conduction band offset and significant lateral valley separation, has enabled record-short wavelength ($\sim 2.6 \mu\text{m}$) intersubband laser emission. Measurements showed that the lateral valley position in the quantum well material hinders shorter wavelength operation. Bismuth incorporation might influence lateral valley position, reducing electron leakage. Testing this hypothesis is another goal of this work.

Despite advances in QCL systems, their complexity necessitates considering simpler mid-IR light sources. These sources must be simple, reliable, and have a narrow optical emission band. Current research emphasizes thermal emitters in the mid-IR spectrum, which can be made using metamaterials or photonic crystals to create nanostructured profiles. ENZ thin-film structures achieve narrowband thermal radiation spectra. Recent achievements highlight the potential of spatially differentiated ENZ materials. Epitaxially grown structures with highly doped III-V semiconductor layers, like InAs, have shown a paradigm shift in controlling emitted thermal radiation's spectral and directional properties. Research also focuses on plasmonic metastructures for ultra-broadband absorbers and angle-selective coherent thermal emitters. While these metastructures offer a broad optical spectrum, their complexity can pose practical challenges.

Fully utilizing the mid-IR spectrum remains challenging. Desired plasma frequencies, especially in the $6 \mu\text{m}$ range, have not been achieved. InSb-based materials face epitaxial growth challenges, especially with substrates like GaSb and InAs. Recent observations indicate a violation of Kirchhoff's law in ultrathin magnetized InAs films at ENZ frequencies, potentially altering our understanding of thermal radiation processes.

This dissertation aims to advance mid-IR light source technology by investigating QCLs incorporating bismuth and developing alternative epitaxial structures as viable solutions to the complexity of traditional QCL systems. This work chronicles the evolution of research conducted throughout the dissertation. It begins with the development of efficient short-wavelength QCLs using bismuth, progresses to refining growth technology, and culminates in the creation of a novel type of mid-IR radiation source technology.

Work Objective

Using molecular beam epitaxy (MBE), develop technology for mid-infrared (mid-IR) light sources emitting in the 3-15 μm range and lay the groundwork for their packaging and integration methodologies.

Tasks

1. Optimize MBE for InAsBi, Al(As)Sb structures to develop low-temperature bismide layer epitaxy processes.
2. Investigate the impact of bismuth on the lateral (L) valley position in InAsBi materials.
3. Model the energy band diagrams of InAs(Bi)/Al(As)Sb intersubband devices, experimentally form these devices, and study their optical and electrical characteristics.
4. Optimize the MBE technology for lattice-matched InAs/AlAsSb layers, applying it to the growth of quantum cascade lasers and thermal emitters in this material system.
5. Investigate the ENZ properties of highly doped InAs layers and their potential use in creating narrowband thermal sources.
6. Develop MBE methodologies for forming thermal emitters and study their optical properties.

Scientific Novelty

- Investigated the separation of Γ and L valleys in InAsBi compounds, demonstrating that bismuth incorporation reduces this separation. It was found that the necessity of growing bismuth-containing layers at low temperatures significantly impacts crystal defect formation.
- Developed molecular beam epitaxy (MBE) methods for InAsBi/Al(As)Sb quantum structures and evaluated their potential for application in quantum cascade lasers.
- Established MBE technology for lattice-matched InAs/AlAsSb material systems, facilitating its application in mid-IR quantum cascade lasers. This technology simplifies the growth process and reduces crystal defect density, which is particularly advantageous for long-wavelength semiconductor lasers.
- Identified ENZ properties in highly doped InAs layers without the use of metal coatings or metamaterials.

- Developed new mid-IR thermal emitters using highly doped InAs layers, characterized by stable emission peaks and narrow emission spectra, thereby eliminating the need for complex processing.

Statements to Defend

1. Incorporating bismuth into InAs/Al(As)Sb quantum wells reduces the Γ -L valley separation.
2. The formation of indirect arsenic flux during the growth of AlAsSb layers via MBE results in highly homogeneous lattice-matched InAs/AlAsSb layers, significantly reducing defect density in semiconductor structures grown on InAs or GaSb substrates.
3. Highly doped InAs layers exhibit ENZ properties in the mid-IR spectrum, making them suitable for creating narrowband thermal emitters. The emission wavelength peak position can be tuned through appropriate doping, which alters the doped layer's plasma frequency.

Practical Value

- Developed InAsBi/Al(As)Sb technology and studied lateral valley separation in InAsBi and InGaAsBi materials, assessing their suitability for short-wavelength quantum cascade lasers. Results indicate that bismuth incorporation is not advantageous for quantum cascade lasers in these material systems.
- Created a simplified MBE growth process for InAs-type quantum cascade lasers, achieving lower defect densities and significantly reducing growth time and material costs. Quantum cascade laser structures were grown for emission at 3.5 μm , 3.7 μm , 4.25 μm , 6.2 μm , 8.4 μm , and 11.6 μm wavelengths, all with low defect densities and comparable to structures grown using traditional methods. Some lasers were used in military projects for secure free-space telecommunications.
- Developed a new type of mid-IR thermal emitter with a narrow emission spectrum, utilizing the ENZ properties of highly doped InAs layers. These emitters are simple to manufacture, stable, and suitable for use as IR radiation sources in narrow spectral ranges, such as wavelength standards or detectors for liquids, gases, and polymers. Potential applications include medicine and industry, with ongoing research into their use in thermoelectric elements, thus expanding the scope of these new IR radiation sources. ENZ layer research is rapidly evolving,

potentially extending the applications of highly doped InAs layers with ENZ properties to other scientific fields.

1. Operating Principles of QCL Devices

The history of quantum cascade lasers (QCLs) began 23 years before AT&T Bell Laboratories created the first QCL prototype in 1994. The concept of enhancing electromagnetic waves in semiconductors using a superlattice was proposed by R. F. Kazarinov and R. A. Suris in 1971, shortly after L. Esaki and R. Tsu published their work on electron transport in semiconductor superlattices.

Kazarinov and Suris introduced the idea of a periodic structure of quantum wells under an electric field. They suggested that weakly coupled quantum wells, with energy bands much narrower than the energy gaps between them, could enable certain electron transitions. When the electric field is strong enough, it can push the lower energy state in one quantum well above the first excited state in the neighbouring well, allowing electrons to tunnel through the barrier and emit photons.

The energy of the emitted photons depends on the strength of the electric field and the energy difference between the states. For successful photon emission and amplification, the transparency of the barriers and the proper alignment of energy states are crucial.

A notable aspect of the Kazarinov and Suris model is the use of secondary electrons. Electrons injected into the excited state of one quantum well are transferred to the next period after emitting photons. This continuous transfer and photon emission process enable QCLs to achieve high optical power outputs. Unlike traditional lasers, QCLs do not rely on electron-hole recombination, as they only involve electrons in the conduction band.

To achieve the high current densities required for QCL operation, thick barrier layers are necessary for proper band alignment. This poses practical challenges. Effective carrier injection and transition between quantum wells, minimal carrier leakage, and prevention of electric field domain formation are essential for efficient QCL performance. The active region must satisfy these conditions:

- Efficient injection of carriers into the excited state through transitions between quantum wells.
- Minimal carrier leakage into the surrounding areas.
- Limited formation of electric field domains.

- High lifetime of carriers in the excited state compared to other states.

By addressing these conditions, QCLs can operate efficiently and produce the desired laser emission.

2. Thermal Emitters

Quantum cascade lasers (QCLs) are efficient for mid-IR spectrometry and optical communication due to their high intensity, narrow emission, and compactness. However, they are expensive, have low electrical efficiency, and cause thermal issues, making them unsuitable where coherence is undesired. For example, in material identification systems, laser excitation can cause unwanted interference. The CO₂ absorption band's half-width at 4.25 μm is about 47.36 cm^{-1} , while the studied emitters' emission is narrower than 50 cm^{-1} .

Thermal emitters with sharp emission peaks, especially in the mid-IR range (3-20 μm), are crucial in infrared sensing, health monitoring, and thermophotovoltaics. Infrared spectra are used for chemical identification. Spectrally selective thermal emitters are vital for TPV systems, requiring a narrow emission peak matching photovoltaic cells' absorption bands and suppressing other frequencies. Controlled thermal emission is important for infrared tagging, thermal imaging, and infrared camouflage.

Key applications of TPV technologies include energy conversion, solar energy conversion, solar thermal energy storage, waste heat conversion from power plants and engines, combined heat and power generation, and thermal radiation collection from Earth. Conventional PV technology has well-known limitations, achieving lower efficiencies than the theoretical Carnot limit due to losses from thermal recombination and incomplete photon absorption below the bandgap. This results in a maximum efficiency of ~33% for single-junction PV cells under non-concentrated sunlight. TPV systems use a broad-spectrum solar absorber that heats up and re-emits energy to a photovoltaic cell via a frequency-selective thermal emitter.

At higher temperatures, materials' components, including electrons and atomic nuclei, possess kinetic energy. This movement results in fluctuating currents that emit electromagnetic energy, known as thermal emission (TE). The intensity, spectral, and angular distribution of TE depend on the emitter's temperature and optical properties. For a large object, TE can be described by its spectral radiance. The spectral radiance of a black body is given by

Planck's law. The Stefan-Boltzmann law relates the total radiance to the black body's temperature.

The operation of thermal emitters is closely related to plasma resonance. The Drude model predicts the dielectric function and electrical conductivity of free electron gas in metals and doped semiconductors. It describes electrons' motion under an oscillating electric field, resulting in displacement and polarization, which affect the material's dielectric properties. The plasma frequency is the frequency at which the conductor resonates, causing electron density oscillations. Thin layers made of metals, doped semiconductors, or polar materials can exhibit surface plasmons or phonon polaritons. The epsilon-near-zero (ENZ) mode occurs when the dielectric permittivity of a thin dielectric layer approaches zero at a certain frequency, enhancing the electric field within the layer. This mode is significant for enhancing light-matter interactions in various applications.

The Berreman effect occurs when polarized light passes through an anisotropic medium, resulting in specific polarization states. This effect, discovered by Berreman in 1963, is significant for TE devices, creating strong absorption bands in the IR range due to surface phonon-polariton modes at the air-dielectric interface. Anisotropic materials have different refractive indices depending on the direction of light propagation, affecting the polarization states of transmitted light.

Various technological methods achieve narrowband, directional, and/or polarized thermal emission. Techniques include designing emitters with homogeneous materials exhibiting narrow optical resonances, using composite materials, dynamically controlling emission via temperature modulation, and employing nanophotonic structures to enhance or suppress radiation. Polar dielectrics like SiC, rare-earth oxides, carbon nanotubes, and quantum wells can be used for specific emission characteristics. These methods also involve using metamaterials and critical coupling to achieve strong narrowband emission. Dynamic control can be achieved through voltage tuning, temperature changes, or mechanical deformation. Recent advancements include electrochromic materials, quantum well structures, and optically controlled emitters using free carriers, such as GaAs, for rapid modulation.

3. Molecular Beam Epitaxy of Quantum Cascade Lasers and Thermal Emitters, and Their Packaging

This section delves into the molecular beam epitaxy (MBE) growth and fabrication processes for quantum cascade lasers (QCLs) and thermal emitters. It begins with an introduction to MBE, highlighting its ability to grow high-purity crystalline compounds with exceptional precision. Advantages of MBE, such as low-temperature growth and the ability to create quantum structures, are discussed, along with its sensitivity to growth conditions.

The specific MBE system used, the Veeco GENxplor, is detailed, including its components and capabilities. The system's effusion cells for elements like indium, gallium, aluminium, arsenic, antimony, and bismuth are explained, emphasizing temperature control and the use of cracker cells for efficient arsenic incorporation. Doping cells for silicon, Ga_2Te_3 , and beryllium are also described, with silicon being the primary dopant due to challenges with gallium telluride in indium arsenide-based compounds.

The calibration of growth rates using RHEED intensity oscillations and the double period superlattice method is explained. The RHEED technique allows real-time monitoring of growth rates and surface morphology, while the superlattice method provides precise thickness measurements through high-resolution X-ray diffraction (HRXRD). An Excel calculator developed to streamline growth rate calculations from HRXRD data is also presented.

The growth of InAs/AlSb structures is discussed, emphasizing interface control to manage strain and achieve high crystalline quality. Specific shutter sequences to form InSb-type and AlAs-type interfaces are explained. The challenges of incorporating bismuth into InAsBi structures due to its large atomic radius and low growth temperatures are also addressed, highlighting the importance of maintaining stoichiometry and precise temperature control during InAsBi layer growth.

The fabrication process for QCL devices and thermal emitters is outlined, covering photolithography steps such as cleaning, spin-coating, exposure, development, and etching to define device structures. The deposition of dielectric layers using cured photoresist or silicon nitride (SiN) is described, along with the metallization process for creating electrical contacts via magnetron sputtering or electron beam evaporation. The importance of optical surface analysis using Nomarski microscopy to assess surface quality and defect density is emphasized. The chapter concludes by discussing the

mounting and packaging of QCL devices, including the use of C-mount housings and submounts for efficient heat dissipation.

4. Investigation of the Properties of Formed QCL and Thermal Radiation Devices, and Their Packaging

This section focuses on the experimental investigation and characterization of the fabricated QCLs and thermal emitters. It begins by outlining the methods used to characterize the optoelectronic properties of the devices, emphasizing the challenges of measuring QCLs under pulsed operation with high currents and short pulse durations. The experimental setup, including the high-voltage pulse generator, oscilloscope, FTIR spectrometer, and lock-in amplifier, is described in detail.

The results obtained from InAsBi samples are then presented. Terahertz excitation spectroscopy (TES) was employed to study the energy separation between conduction band valleys in InAsBi layers with varying bismuth concentrations. The TES spectra revealed a decrease in intervalley energy separation with increasing Bi concentration, contrary to initial expectations. This finding suggests that bismuth incorporation in InAs quantum wells may not be beneficial for improving QCL performance due to increased electron leakage into the lateral valley.

The focus then shifts to the InAs/AlAsSb material system, which offers the advantage of lattice matching with InAs substrates. A novel growth procedure utilizing indirect arsenic flux was developed to achieve uniform layer thicknesses and reduce crystal defect density. This method addresses the challenges encountered in previous attempts to grow InAs/AlAsSb QCLs. The effectiveness of this approach is demonstrated by the successful growth of QCL structures emitting at 3.7 μm and 8.4 μm , both exhibiting low defect densities and comparable performance to commercially available lasers. The 3.3 μm laser showed an emission peak at 3.7 μm with a linewidth of 27 cm^{-1} , while the 8.4 μm laser emitted at 8.35 μm with a narrower linewidth of 5 cm^{-1} . Both lasers exhibited typical threshold current densities for this type of device, ranging from 2 kA/cm^2 to 5 kA/cm^2 at room temperature.

The investigation of thermal emitters based on highly doped InAs layers reveals their epsilon-near-zero (ENZ) properties. The emission wavelength of these emitters can be controlled by adjusting the doping levels, allowing for tunability in the mid-IR range. The emitters demonstrate remarkable stability in their emission wavelength peak position, independent of temperature, attributed to the unique properties of ENZ materials. The study also highlights

the influence of material microstructure on the polarization of emitted light, emphasizing the importance of precise epitaxial growth methods.

In conclusion, Part 4 of the dissertation presents experimental results on InAsBi-based QCLs and InAs/AlAsSb-based QCLs and thermal emitters. The findings contribute to the understanding of material properties and growth techniques for mid-IR light sources. The development of a novel growth procedure for InAs/AlAsSb structures and the demonstration of ENZ-based thermal emitters offer promising avenues for advancing mid-IR technologies.

Main Results and Conclusions

1. The incorporation of bismuth into the InAs/AlSb material system, intended for the development of quantum cascade laser structures, is not recommended. This is because the inclusion of bismuth causes the lateral L valley in InAsBi to decrease slightly in energy rather than increase, which increases the likelihood of electron leakage and consequently reduces laser performance.
2. Using a unique indirect arsenic flux formation technology, a special epitaxy procedure for the InAs/AlAsSb material system has been developed. This procedure allows the growth of structures with exceptionally uniform thickness distribution that are fully compatible with the InAs substrate. This method significantly reduces the density of bulk crystalline defects in the grown structures and reduces the time and material consumption required for growth.
3. The indirect arsenic flux formation technology enables the formation of laser structures with a very low density of bulk crystalline defects, and the threshold currents and output powers of these lasers are comparable to those of similar lasers available in the limited supply market.
4. Heavily doped InAs layers exhibit ENZ (epsilon-near-zero) properties, enabling the creation of fully epitaxial thermal emitters with a narrow emission spectrum dependent on the doping of the layers, which do not require surface processing.
5. Thermal emitters operating on ENZ and plasmonic principles demonstrate exceptional stability in the peak position of thermal emission, which is independent of the ambient temperature.

PADĖKA

Šis darbas, be jokios abejonės, buvo vienas didžiausių iššūkių mano gyvenime. Jis ne tik leido man tobulėti kaip asmenybei, bet ir išugdė mano, kaip specialisto, įgūdžius. Šis kelias būtų buvęs neįmanomas be aukštos kompetencijos ir draugiškų kolegų, kuriems esu dėkingas už neįkainojamą paramą.

Pirmiausia, norėčiau išreikšti nuostabų dėkingumą savo disertacijos vadovui, Dr. Jan Devenson. Jo neįkainojama parama ir pasidalinimas žiniomis buvo nepakeičiamas. Su Janu praleidau begalę vakarų ir naktų, eksperimentuodami ir kūrybingai konstruodami lazerines sistemas. Jo kantrybė ir nuolatinis palaikymas mane įkvėpė siekti aukštumų, kurie nebūtų įmanomi be jo įkvėpimo.

Tuo pačiu metu, norėčiau padėkoti Prof. Gintarui Valušui, kuris ne tik pakvietė mane sugrįžti į FTMC, bet ir paskatino mane įsitraukti į doktorantūrą, suteikdamas naujas įžvalgas į mokslo svarbą gyvenime.

Ačiū Mariui Vinciūnui, Inovacijų ir technologijų tarnybos vadovui, už galimybę derinti doktorantūrą su inovacijų valdymu. Kartu su juo atradau, kad geras inovacijų vadovas privalo puikiai suprasti mokslą ir pats būti kūrėju technologijų srityje. Šis darbas padėjo man tapti ne tik geresniu mokslininku, bet ir efektyviu inovacijų valdymo specialistu.

Didelė padėka ir pagarbos žodis kitiems mano kolegoms, kurie ne tik dalijosi savo žiniomis, bet ir buvo nepakeičiamas pagalbininkas tyrimų metu: Andrėjui Geižučiui, Ignui Nevinskui, Arūnui Krotkui, Giedrei Čepurnaitei, Jauniui Berškiui, Viktorijai Nargelienei, Andriui Bičiūnui, Sandrai Stalionytei, Renatai Butkutei, Arūnui Šetkui ir Vaidui Pačebutui.

Tikiuosi, kad šis ne paskutinis projektas, ir ateityje mūsų laukia dar daug aukštųjų darbų ir pasiekimų!

PUBLIKACIJŲ SĄRAŠAS

Disertacijoje pateikiami duomenys buvo publikuoti šiuose straipsniuose:

1. Devenson, J., **Stašys, K.**, Norkus, R., Stanionytė, S., & Krotkus, A. Intervalley energy separation in the conduction band of $\text{InAs}_{1-x}\text{Bi}_x$ determined by terahertz emission spectroscopy. Japanese Journal of Applied Physics, 62(4), 040903, 2023. DOI 10.35848/1347-4065/acc777
2. **Stašys, K.**, Geižutis, A., Devenson, J., Enhanced thermal emission from metal-free, fully epitaxial structures with epsilon-near-zero InAs layers. Journal of Semiconductors, 45(2): 022101, 2024. doi: 10.1088/1674-4926/45/2/022101

Sukurta technologija buvo pateikta Europinei patentinei paraiškai:

1. Jan Devenson, Karolis Stašys, Arūnas Krotkus. NARROW BAND MID-INFRARED THERMAL EMITTER. Paraiškos numeris EP23168776.

Gauti rezultatai buvo pristatyti tarptautinėse ir nacionalinėse konferencijose:

1. Simona Pūkienė, Jan Devenson, Vladimir Agafonov, Algirdas Jasinskas, Bronislovas Čechavičius, **Karolis Stašys**, Renata Butkutė. Bismide technology for temperature independent IR range semiconductor laser diodes. Lithuania-Poland Workshop on Physics and Technology. 2019-10-01, Vilnius, Lietuva.
2. Simona Pūkienė, Jan Devenson, Vladimir Agafonov, Algirdas Jasinskas, Bronislovas Čechavičius, **Karolis Stašys**, Renata Butkutė. Temperature independent IR range semiconductor laser diodes for automotive applications. LNFK43. 2019-10-3, Kaunas, Lietuva.
3. **Karolis Stašys**, Ričardas Norkus, Sandra Stanionytė and Jan Devenson. Bismide-based Intersubband devices for Mid-Infrared Applications. Advanced Properties and Processes in Optoelectronic Materials and Systems Apropos 17. 2020-10-01, Vilnius Lietuva.

4. **Karolis Stašys**, Ričardas Norkus, Sandra Stanionytė and Jan Devenson. Bismide-based Intersubband Mid-Infrared Lasers. EuroNanoForum 2021. 2021-05-05, Lisabona, Portugalija.
5. **Karolis Stašys**, Jan Devenson. MBE growth conditions influence on Quantum Cascade laser surface quality. LNFK44. 2021-10-6, Vilnius, Lietuva.
6. **Karolis Stašys**, Jan Devenson. Growth Conditions Influence on Quantum Cascade Lasers. 11th International Advances in Applied Physics & Materials Science Congress. 2021-10-17, Dalaman, Turkija.

Autoriaus indėlis:

- Atlikta literatūros apžvalga ir susisteminta šiluminių spinduolių teorija;
- Atliktas pirminis QCL struktūrų modeliavimas 3,3 μm ir 8,4 μm bangos ilgiams;
- Atliktos visų nagrinėtų bandinių MBE auginimo procedūros;
- Atlikta užaugintų bandinių paviršiaus analizė su Nomarskio mikroskopu;
- Atliktas visų šiame darbe pateiktų bandinių ir visų kalibravime naudojamų bet darbe nepateiktų bandinių XRD matavimo rezultatų modeliavimas ir interpretacija;
- Suprojektuotos QCL fotolitografijos kaukės;
- Suprojektuoti ir užsakyti gamybai QCL mikrolustų padėklai (*submounts*);
- Suprojektuoti ir užsakyti gamybai QCL sistemų korpusai (C-mount tipo ir HHL tipo korpusai);
- Atlikta dalies QCL mikrolustų kristalų skaldymo į mikrolustus procedūra;
- Sukonstruotas šiluminių spinduolių charakteristikų matavimų stendas bei išmatuotos jų optinės savybės;
- Atlikti visų darbe nagrinėtų QCL ir šiluminių spinduolių optinių ir elektrinių savybių matavimai bei duomenų analizė;
- Patentinės paraiškos parengimas ir pateikimas;
- Publikacijų atskirų dalių rašymas ir pateikimas redakcijai.

AUTORIAUS GYVENIMO, KŪRYBINĖS IR MOKSLINĖS VEIKLOS APRAŠYMAS

Karolis Stašys

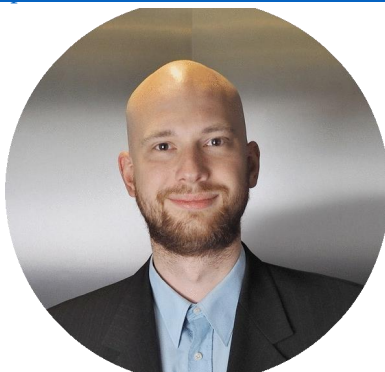
Giedraičių 63-21, Vilnius

Tel.: +37062985166

E-paštas: karolis.stashys@gmail.com

G.d.: 1989.06.03

LinkedIn: <https://lt.linkedin.com/in/karolisstashys>



Aukštųjų technologijų ir inovacijų ekspertas turintis įvairiapusę ilgalaikę patirtį moksliniuose tyrimuose, kuriant bei plėtojant naujos kartos technologijas bei pritaikant jas rinkos poreikiams. Pasižymi stipriu analitiniu mąstymu, gebėjimu identifikuoti ir išspręsti problemas. Supranta klientų poreikius ir geba pateikti sprendimus užtikrinančius aukštą klientų pasitenkinimą.

DARBO PATIRTIS

2019.05 – **Fizinių ir Technologinių Mokslų Centras** – *moksliniai tyrimai*.
iki dabar

Jaunesnysis mokslo darbuotojas:

- MBE 3-5 grupės medžiagų formavimas.
- QCL struktūrų modeliavimas, analizė ir charakterizavimas.
- Puslaidininkinių darinių ir sistemų technologinis apdirbimas.
- Straipsnių ir mokslinės informacijos analizė.

2018.05 – **Fizinių ir Technologinių Mokslų Centras** – *moksliniai tyrimai*.
iki dabar

Inovacijų vadybininkas – projektų vadovas:

- Technologijų ir mokslo komercializavimas.
- R&D produktų valdymas.
- Rinkodaros valdymas.
- Technologijų perdavimo proceso valdymas.
- Tyrėjų entreprenerystės mentoriavimas.

2016.08 – **UAB Thermo Fisher Scientific** – *biocheminių produktų gamyba*.
2018.05

Validavimo inžinierius:

- Įrangos bei sistemų kvalifikavimas.
- IT sistemų validavimas.
- Gamybos perkėlimo projektų kokybinės dalies priežiūra.
- Procedūrų rengimas ir diegimas.

2014.06 – **UAB Ruptela** – *GPS sekimo sistemų kūrimas*.

2016.08 **Vyriausiasis techninio palaikymo inžinierius:**

- Sudėtingiausių problemų analizė ir sprendimas.
- Komandos techninių žinių lygio palaikymas
- Operacijų ir RnD skyrių konsultavimas techniniais klausimais
- Naujų darbuotojų paruošimas.
- Naujų funkcionalumų paleidimo tvirtinimas

Techninių ir operacijų projektų įgyvendinimas.

2012.09 – **Fizinių ir Technologinių Mokslų Centras** – *moksliniai tyrimai*.
2014.06

Inžinierius – tyrėjas:

- MBE nanodarinių auginimas.
- Puslaidininkinių nanodarinių tyrimas ir charakterizavimas.
- Mokslinės informacijos rinkimas, analizavimas bei sisteminimas.
- Dalyvavimas konferencijose bei tyrimų rezultatų pristatymas.

Sukurti pirmieji pasaulyje stipriai liuminescuojantys GaAsBi kvantiniai taškai GaAs matricoje. Koordinavau tyrimų grupės darbą, paskirsčiau darbus savo sričių specialistams, analizuodavau jų pateiktą medžiagą ir duodavau instrukcijas ką toliau daryti, valdžiau kvantinių taškų auginimo procedūrą bei atlikau kritinius tyrimus.

2010.01 – **Vilniaus Universiteto Onkologijos Instituto Mokslinių**
2012.06 **Tyrimų Centras – vėžinių susirgimų tyrimai ir prevencija.**
Inžinierius – tyrėjas:

- Kvantinių nanodarinių sintezė
- Nanodarinių tyrimai ir charakterizavimas.
- Mokslinės informacijos rinkimas, analizavimas bei sisteminimas.
- Dalyvavimas konferencijose bei tyrimų rezultatų pristatymas.

Sukurti CdSe/ZnS kvantiniai taškai leidę pernešti į ląsteles nuodus, kurie įprastomis sąlygomis nepatenka į ląsteles. Ieškojau būdų, kaip sukurti naujos kartos kvantinius taškus, bandžiau įvairiausias metodikas ligi pasisekė. Po to pats atlikau reikiamus savo bandinių savybių tyrimus.

IŠSILAVINIMAS

2019 – iki dabar	Fizinių ir Technologinių Mokslų Centras. Doktorantūros studijos.
2012-2014	Vilniaus Universitetas. Optoelektronikos medžiagų ir technologijų magistro studijos (<i>Cum Laude</i>).
2008-2012	Vilniaus Universitetas. Taikomosios fizikos bakalauro studijos.

MOKSLINIAI STRAIPSNIAI IR KONFERENCIJOS

1. **K. Stašys, V. Karabanovas, R. Rotomskis, M. Valius. Surface modification of (CdSe)ZnS quantum dots using thiols – characterization, photophysical and biological studies. Medical physics in the Baltic states 8 (2010) 77.**
2. **K. Stašys, V. Karabanovas, R. Rotomskis, M. Valius. Surface modification of semiconductor nanoparticles for live cell bioimaging. Open readings 54 (2011) 26.**
3. **K. Stašys, V. Karabanovas. Funkcionalizuotų nanodalelių patekimo ir lokalizacijos NIH3T3 ląstelėse tyrimas. SMP-SMT konferencija (2011) 261.**

4. K. Stašys, V. Karabanovas, R. Rotomskis. Funkcionalizuotų nanodalelių stabilumo ir fotostabilumo tyrimas. Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija 39 (2011) 177.
5. Karolis Stašys, Vitalijus Karabanovas, Ričardas Rotomskis. Quantum dots as tools for phalloxin delivery into living cells. Open readings 55 (2012) 127.
6. K. Stašys, V. Karabanovas, R. Rotomskis. Quantum dots as drug delivery system for phalloxin. International conference „Photonics technologies – Riga 2012“ 46.
7. K. Stašys, V. Pačebutas, R. Butkutė. Storasluoksnių GaAsBi auginimas MPE būdu bei charakterizavimas. 40-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija. 2013.
8. K. Stašys, V. Pačebutas, R. Butkutė. Growth and Characterisation of Thick GaAsBi Layers. 57th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences Open Readings 2014.
9. **Butkute, R, Stasys, K (Stasys, Karolis), Pacebutas, V, Cechavicius, B, Kondrotas, R, Geizutis, A, Krotkus, A. Bismuth quantum dots and strong infrared photoluminescence in migration-enhanced epitaxy grown GaAsBi-based structures. OPTICAL AND QUANTUM ELECTRONICS, Volume: 47, Issue: 4, Pages: 873-882, Special Issue: SI, DOI: 10.1007/s11082-014-0019-8, Published: APR 2015.**
10. S. Pūkienė, J. Devenson, V. Agafonov, A. Jasinskas, B. Čechavičius, K. Stašys, R. Butkutė. Low-power, temperature-resistant IR range semiconductor laser diodes for automotive applications. OSA Frontiers in Optics + Laser Science APS/DLS. 2019.
11. S. Pūkienė, J. Devenson, V. Agafonov, A. Jasinskas, B. Čechavičius, K. Stašys, R. Butkutė. Silpnai nuo temperatūros priklausantys IR ruožo puslaidininkiniai lazeriniai diodai skirti transporto sektoriui. 41-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija. 2019.
12. S. Pūkienė, J. Devenson, V. Agafonov, A. Jasinskas, B. Čechavičius, K. Stašys, R. Butkutė. Bismide technology for

temperature independent IR range semiconductor laser diodes.
Lithuanian-Poland Workshop on Physics and Technology. 2019.

- 13.** K. Stašys, R. Norkus, S. Stanionytė, J. Devenson. Bismide-based Intersubband devices for Mid-Infrared Applications. Apropos 17. 2020.
- 14.** K. Stašys, R. Norkus, S. Stanionytė, J. Devenson. Bismide-based intersubband Mid-Infrared Lasers. EuroNanoForum conference. 2021.
- 15.** J. Devenson, K. Stašys, R. Norkus, S. Stanionytė and A. Krotkus **Intervalley energy separation in the conduction band of InAs_{1-x}Bi_x determined by terahertz emission spectroscopy.** Jpn. J. Appl. Phys. 62 040903, 2023.
- 16.** Stašys, K., Geižutis, A., Devenson, J., **Enhanced thermal emission from metal-free, fully epitaxial structures with epsilon-near-zero InAs layers.** Journal of Semiconductors, 45(2): 022101, 2024. doi: 10.1088/1674-4926/45/2/022101

VADOVAVIMAS PROJEKTAMS

- 1.** VšĮ Inovacijų agentūros finansuojamam projektui „Lazerinės komunikacijos sistema tarp laivų – POLARIS“ 2023-2025.

UŽRAŠAMS

Vilniaus universiteto leidykla
Saulėtekio al. 9, III rūmai, LT-10222 Vilnius
El. p. info@leidykla.vu.lt, www.leidykla.vu.lt
Tiražas 30 egz.