

**VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
PUSLAIDININKIŲ FIZIKOS KATEDRA**

Simona Paurazaitė

I IR II TIPO KVANTINĖS STRUKTŪROS ANT InP PADĖKLO

Magistro studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – MEDŽIAGOTYRA IR PUSLAIDININKIŲ FIZIKA)

Studentė:	Simona Paurazaitė
Darbo vadovas:	dr. Saulius Tumėnas
Recenzentas:	dr. Tadas Malinauskas
Katedros vedėjas:	prof. habil. dr. Gintautas Tamulaitis

Vilnius 2016

Turinys

1	Įvadas	2
2	Lazerių fizika	3
	2.1 Juostinė struktūra	3
	2.2 Spontaninė ir stimuliuota emisija	4
	2.3 Dvigubos heterostruktūros lazeriai ir optinis izoliavimas	6
	2.4 Fabri – Pero rezonatorius ir osciliacijų sąlygos	7
3	I ir II tipo aktyvi sritis	9
	3.1 I-tipo aktyvi sritis	9
	3.2 II-tipo aktyvi sritis	10
	3.3 W formos kvantinės duobės	10
	3.4 Nuostoliai II-tipo kvantinėse struktūrose	11
4	Aktyvios srities charakterizavimas ir analizė	13
	4.1 Aktyvios srities sandara	13
	4.2 Fotoluminescencija (PL)	14
	4.3 Fotoatspindys (PR)	15
	4.4 Bandinių analizė	17
5	Puslaidininkinių diodų gamybos procesas	22
6	Lazerinių diodų charakterizavimas	28
7	Apibendrinimas	32
	7.1 Slenkstinės vertės	32
	7.2 Temperatūrinė priklausomybė	34
	7.3 Efektyvumas	35
8	Pagrindiniai rezultatai ir išvados	37
	Literatūros sąrašas	40

1 Įvadas

Nuo pirmojo lazerinio diodo atradimo 1962 m. [1] puslaidininkinių lazerių pramonė patyrė didžiulį augimą. Šiai dienai, puslaidininkinių lazerių panaudojimas apima daug sričių, nuo pritaikymo paprastoms lazerinėms rodyklėms ir apšvietimo sistemoms iki sudėtingų pritaikymų optinio ryšio, optinių saugojimo sistemų ar medicinos priemonių kūrime.

Pasaulinė problema – šiltnamio efektas, per pastaruosius kelis metus atvėrė naują lazerinių diodų pritaikymo galimybę – dujų jutiklius. Daugelis atmosferoje paplitusių dujų turi joms būdingas sugerties linijas infraraudonojoje (IR) srityje, todėl lazeriniai diodai naudojami joms aptikti ir charakterizuoti. Puslaidininkinių diodų pagrindu veikiančios detektoriai yra bekontaktiniai, gali detektuoti dujas ppm (Angl. *particles-per-million*) tikslumo diapazone. Dėl rotacinių ir vibracinių molekulinų virpesių, dujos turi gan siaurą sugerties liniją. Nustačius lazerio veikimą siaurame diapazone, jis gali būti naudojamas dujoms identifikuoti. Dėl to, derinami vienmodžiai lazeriniai diodai gali būti naudojami detektavimui $2\ \mu\text{m} - 4\ \mu\text{m}$ srityje. Vienmodžiai prietaisai kaip VCSEL (Angl. *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) ar DBR (Angl. *Distributed Bragg Reflector Laser*) lazeris gali išpildyti minėtus reikalavimus.

GaSb pagrindu užaugintos I-tipo aktyvią sritį turinčios struktūros, galėtų perdengti šią specifinę $2\ \mu\text{m} - 4\ \mu\text{m}$ sritį, tačiau jų pagaminimo procese susiduriama su įvairiais iššūkiais, kurių pagrindiniai yra didelė medžiagos kaina ir sudėtingas auginimas. Jau dabar yra gerai žinomos lazerinių diodų, InP pagrindu, auginimo ir gamybos technologijos. Tačiau InP I-tipo kvantinių struktūrų prietaisai gali pasiekti tik $2,3\ \mu\text{m}$ bangos ilgį [2], todėl naudojamos II-tipo struktūros. Tai leidžia praplėsti bangos ilgį ir pasiekti didesnes lazerinio diodo veikimo sritis net iki $4\ \mu\text{m}$ [3].

Pastaruoju metu moksliniai tyrimai gan sparčiai vyksta kuriant prietaisus $2\ \mu\text{m} - 4\ \mu\text{m}$ srityje, panaudojant II-tipo aktyvią sritį [4, 5]. Siekiant išstobulinti ilgabangių heterodarinių augimo technologiją, sukurti kokybišką šiuolaikinę optoelektronikos prietaisą, yra svarbu ištirti lazerinio diodo aktyvią sritį, analizuoti struktūrą ir sandarą.

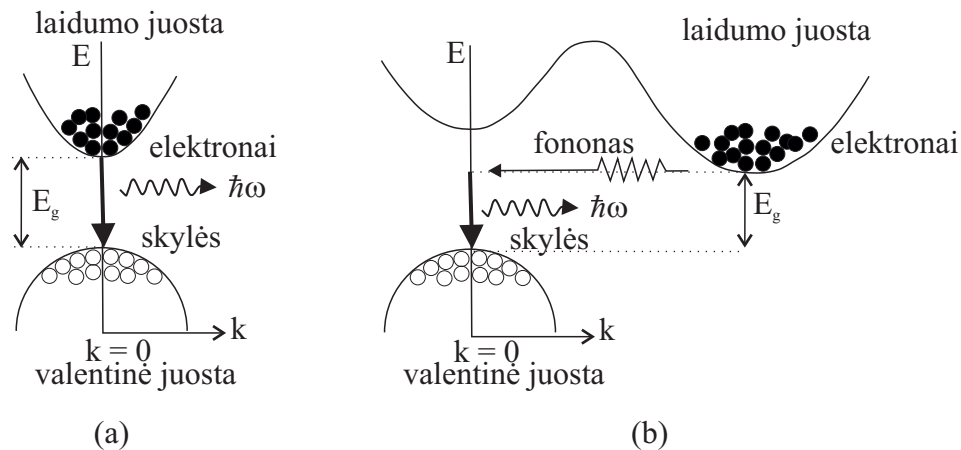
Šiame darbe pateikiami I ir II-tipo kvantinių duobių struktūrų optiniai tyrimai ir pagrindinių puslaidininkinio lazerinio diodo charakteristikų tyrimai. Optiniai matavimai atlikti bekontaktėmis nardančiomis fotoluminescencijos ir fotoatspindžio metodikomis Puslaidininkinių optikos laboratorijoje, FTMC. Lazerinių struktūrų auginimas ir charakterizavimas atlikti profesinės praktikos metu prof. Amman grupėje Miunchene, Vokietijoje.

2 Lazerių fizika

Šiame skyriuje aptariami lazerių fizikos klausimai, tokie kaip juostinė struktūra, rekombinacijos ir emisijos procesai, heterosandūra ir principinė lazerio struktūra. Juostinė struktūra pristatoma Bri-liueno zonos centro aplinkoje tiesiatarpiams ir netiesiatarpiams puslaidininkiams. Detaliai apibūdi-nami spontaninės ir stimuliuotos emisijos procesai, būtini lazerinėms sistemoms. Įvedama principinė dvigubos heterostruktūros sistema, naudojama šiuolaikiniuose lazeriuose, apibrėžiami pagrindiniai lazerinio spinduliavimo, stiprinimo parametrai.

2.1 Juostinė struktūra

Krūvininkų sąveika puslaidininkyje aprašoma dviejų juostų modeliu. Kiekvienam izoliuotam ato-mui yra diskretiniai energetiniai lygmenys elektronams. Sujungiant atomus, jų atominės orbitalės su-sijungia ir jų energetiniai lygmenys išplinta. Esant dideliame atomų skaičiui, išplitę energetiniai lyg-menys suformuoja energijų juostas. Juostinės struktūros modelis Bri-liueno zonos centre pateikiamas paveikslėlyje 1.



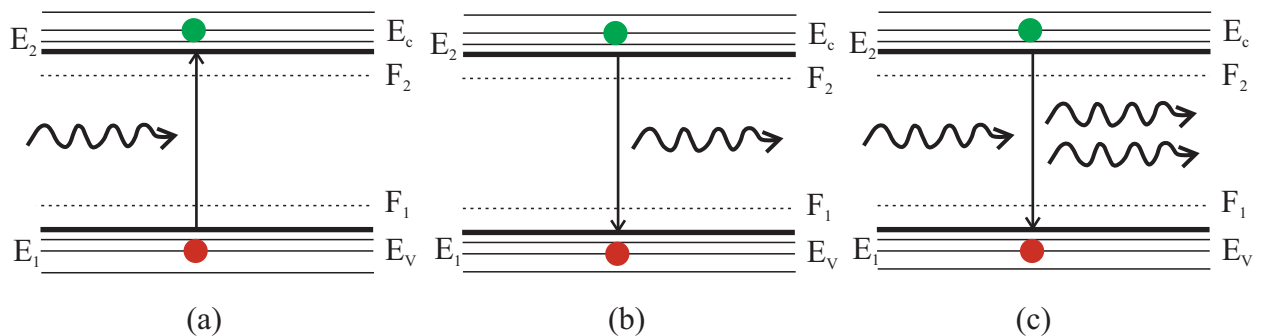
Pav. 1. Juostinė struktūra (a) tiesiatarpių ir (b) netiesiatarpių puslaidininkių.

Mums svarbios tik valentinė, aukščiausia užpildyta juosta, ir laidumo, žemiausia neužpildyta juos-ta. Sritis tarp šių juostų vadinama draustinių energijų tarpu E_g . Šis tarpas parodo ne tik minimalią energiją, kurią reikia suteikti elektronui, kad jis iš valentinės juostos persoktų į aukštesnę laidumo juostą, tačiau ir energijos kiekį, kuris yra išlaisvinamas elektronui relaksuojant atgal į valentinę juostą. Puslaidininkius legiruojant, galima pasiekti reikiamus skylių ir elektronų tankius, kurie keičia me-džiagos charakteristikas. Puslaidininkiai yra skirstomi į tiesiatarpius (Pav. 1 (a)) ir netiesiatarpius (Pav. 1 (b)). Tiesiatarpiuose puslaidininkiuose valentinės ir laidumo juostų ekstremumai yra vienas virš kito – vyksta tiesioginis optinis šuolis. Netiesiatarpiuose puslaidininkiuose, kai valentinės juostos maksimumas ir laidumo juostos minimumas nesutampa k -erdvėje, dėl judesio kiekio tvermės dėsnio, tiesioginis optinis šuolis negalimas. Optiniai šuoliai vyksta tik sąveikoje su fononu. Puslaidininki-

niuose lazeriuose naudojami tik tiesiatarpiai puslaidininkiai, vieni plačiausiai paplitusių InP ir GaAs pagrindu junginiai.

2.2 Spontaninė ir stimuliuota emisija

Sužadinus elektronus į laidumo juostą (Pav. 2 (a)) jie gali grįžti atgal į valentinę juosta ir rekombinuodami su skylėmis sugeneruoti fotoną (Pav.2 (b)), kurio energija atitiks draustinių energijų tarpą E_g . Tokio fotono kryptis ir fazė bus atsitiktinė. Rekombinacijos sparta proporcinga krūvininkų tankiui sužadintame lygmenyje. Šis procesas vadinamas savaiminiu spinduliavimu, kuriuo yra pagrįstas šviestukų (Angl. *Light Emitting Diode, LED*) veikimas. Atvirkštinis procesas – sugertis, taip pat įmanoma. Jei fotono energija atitinka draustinių energijų tarpą, tai jis yra sugeriamas sugeneruojant elektrono ir skylės porą elektronui pereinant iš valentinės juostos į laidumo juostą. XX a. pradžioje Albertas Einšteinas nuspėjo priverstinį spinduliavimą. Savaiminis spinduliavimas generuoja atsitiktinius fotonus, tuo tarpu priverstinio spinduliavimo metu įeinantis fotonas yra tiksliai nukopijuojamas, todėl priverstinis spinduliavimas veikia kaip spinduliavimo stiprintuvas. Fotonas priverčia elektroną rekombinuoti su skylė (Pav.2 (c)). Atsiradęs fotonas yra tiksliai tokios pačios energijos bei fazės kaip pirmasis ir šie fotonai jau nebegali būti atskirti.



Pav. 2. Sugertis (a), savaiminis spinduliavimas (b) ir priverstinis spinduliavimas (c) dviejų juostų modelyje.

Sugerties ir spinduliavimo lazeriniuose prietaisuose teorija gali būti pristatyta remiantis Einšteino sąryšiu. Šuolis tarp būsenos E_1 valentinėje juostoje ir E_2 laidumo juostoje atsiranda dėl sugerto fotono, kurio energija:

$$h\nu = E_2 - E_1 = E_{12}. \quad (1)$$

Šuolio sparta gali būti išreikštas pavidalu :

$$r_{12} = B_{12}f_1[1 - f_2]P(E_{12}), \quad (2)$$

kur B_{12} yra šuolio tikimybė, f_1 – tikimybė, kad būseną E_1 yra užimta, f_2 – tikimybė, kad būseną E_2 yra užimta, o $P(E_{12})$ – spinduliavimo laukas.

Tikimybė f_1 randama iš Fermi-Dirako skirstinio:

$$f_1 = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_v - F_1}{kT}\right] + 1}, \quad (3)$$

kur F_1 atitinka kvazi-Fermi lygmenį valentinei juostai esant nepusiausvyroje būsenoje. Analogiškai ir laidumo juostai tikimybė f_2 aprašoma taip:

$$f_2 = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_c - F_1}{kT}\right] + 1}. \quad (4)$$

Išspinduliuoti fotonai taip pat gali priversti išspinduliuoti kitą fotoną su šuolio sparta:

$$r_{21} = B_{21} f_2 [1 - f_1] P(E_{21}). \quad (5)$$

Savaiminio proceso metu elektronai perėję iš laidumo juostos į valentinę juostą yra aprašomi savaiminio spinduliavimo sparta:

$$r_{21}(spon) = A_{21} f_2 [1 - f_1], \quad (6)$$

kur nesąveikauja su spinduliavimo lauku $P(E_{21})$, o A_{21} – šuolio tikimybė.

Esant šiluminei pusiausvyrai, šuoliai į aukštesnius ir į žemesnius energetinius lygmenis privalo būti vienodai tikėtini:

$$r_{12} = r_{21} + r_{21}(spon) \quad (7)$$

iš lygčių 2, 5 ir 6 išplaukia:

$$P(E_{21}) = \frac{A_{21} f_2 [1 - f_1]}{B_{12} f_1 [1 - f_2] - B_{21} f_2 [1 - f_1]}. \quad (8)$$

Energijos E spektrinis tankis išreiškiamas tokiu pavidalu:

$$P(E) = \frac{8\pi\bar{n}^3 E^2 \left[1 + \frac{E}{\bar{n}} \left(\frac{d\bar{n}}{dE}\right)\right]}{h^3 c^3 \left[\exp\left(\frac{E}{kT}\right) - 1\right]}. \quad (9)$$

Lygtys 9, 3, 4 ir 8 leidžia nustatyti A_{21} koeficientą:

$$A_{21} = \frac{8\pi\bar{n}^3 E_{21}^2}{h^3 c^3} B_{21}. \quad (10)$$

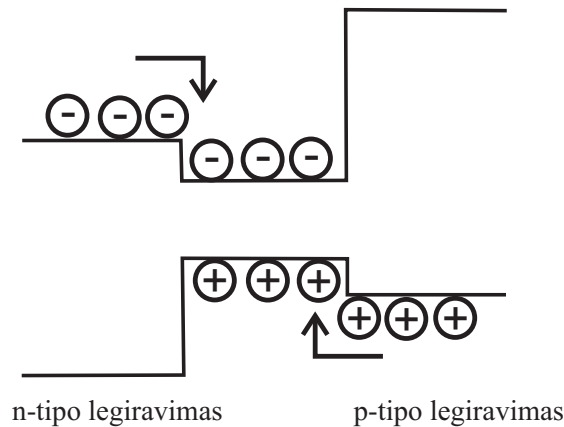
Norint pasiekti priverstinį spinduliavimą turi būti išpildytos Bernard'o ir Duraford'o sąlygos. Šuolio į laidumo juostą tikimybė turi būti didesnė už šuolio iš laidumo į valentinę juostą tikimybę ir skirtumas tarp kvazi-Fermi lygmenų turi būti didesnis už fotono spinduliavimo energiją:

$$f_2 [1 - f_1] > f_1 [1 - f_2] \quad (11)$$

$$\exp[(F_2 - F_1)/kT] > \exp[(E_2 - E_1)/kT] \quad (12)$$

$$F_2 - F_1 > E_2 - E_1. \quad (13)$$

2.3 Dvigubos heterostrukūros lazeriai ir optinis izoliavimas



Pav. 3. Dvigubos heterostrukūros schematinė juostų diagrama. Elektronai ir skylės izoliuoti nelegiruotoje aktyviojoje srityje.

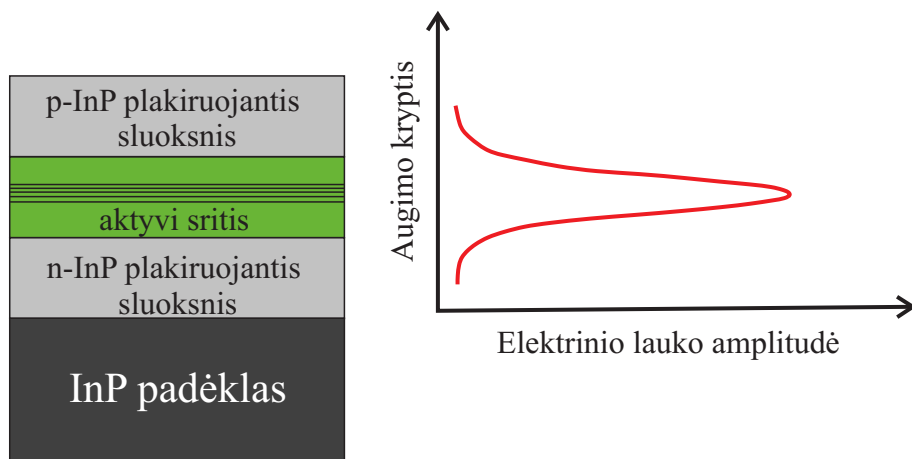
Kroemer'io, Alferov'o ir Kazarinov'o dvigubos heterostrukūros atradimas ženkliai prisidėjo prie lazerio charakteristikų pagerinimo. Iki tol lazeris veikė kaip viena p-n homosandūra, sluoksniuojant nelegiruotas aktyvias sritis tarp stipriai legiruotų p-n sandūrų (Pav. 3). Todėl heterosandūrose galime injekuoti vieno tipo krūvininkus aukštame srovės tankyje, kol kito tipo krūvininkų perėjimas yra blokuojamas. Tačiau, privalo būti išlaikyta maža nespindulinės rekombinacijos centrų koncentracija, todėl aktyvi sritis paliekama nelegiruota. Dviguboje heterostrukūroje užpildos apgraža ir krūvininkų izoliavimas yra stiprinamas dėka žemos slenkstinės srovės.

Mažesnis juostų tarpas aktyvioje srityje nulemia didesnę lūžio rodiklį nei legiruotos dangos sluoksniuose. Šis skirtumas lemia bangolaidžio efektą ir riboja optinį lauką taip pat gerai kaip ir krūvininkus aktyvioje srityje (Pav. 4). Todėl priverstinio spinduliavimo sparta išauga, o nuostoliai sumažėja, dėl mažesnės slenkstinės srovės nei monostrukūrose. Optinio lauko ir stiprinimo (Angl. *Gain*) srities persidengimas aprašomas izoliavimo (Angl. *Confinement*) koeficientu :

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(x)|^2 dx}, \quad (14)$$

kur $E(x)$ yra elektrinis laukas, o d – aktyviosios srities storis. Optinis ribojimas, išilgai auginimo kryptčiai dariniuose, pasiekiamas įprastiniu būdu, panaudojant dielektrinį bangolaidį, taip sudarant lūžio rodiklio kontrastą tarp aktyviosios srities, turinčios didesnę lūžio rodiklį ir ją dengiančio plakiruojančio sluoksnio, turinčio mažesnę lūžio rodiklį.

Krūvininkų ribojimas leidžia perkelti rekombinacijos maksimumą į rezonatoriuje susidariusios stovinčios bangos maksimumus, taip optimizuojant priverstinį spinduliavimą. Nuostoliai tokia banga-

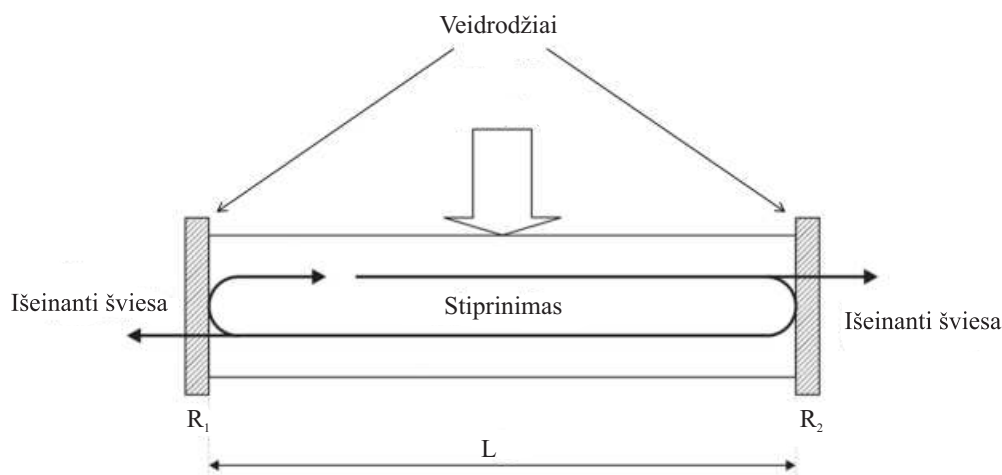


Pav. 4. Principinė puslaidininkinio lazerio struktūra, kur spinduliuotė yra ribojama aktyvioje srityje siekiant pasiekti didžiausią stiprinimą.

golaidyje yra nulemti didžiąja dalimi laisvųjų krūvininkų absorbcijos sluoksniuose. Lygiagrečios lazerio briaunos natūraliai sudaro išilginį optinį ribojimą ir veikia kaip Fabri-Pero rezonatorius.

2.4 Fabri – Pero rezonatorius ir osciliacijų sąlygos

Fabri-Pero rezonatorius, kuris pateikiamas Pav. 5 yra pati paprasčiausia lazerinė konfiguracija. Kaupinimas vyksta tarp dviejų lygiagrečių veidrodžių.



Pav. 5. Fabri-Pero rezonatorius.

Tuomet stiprinimo koeficientas

$$g_{net} = g_m - \alpha_i \quad (15)$$

susideda iš aktyvios srities stiprinimo koeficiento g_m ir vidinių nuostolių α_i , kurie atsiranda dėl sugerties, difrakcijos ar sklaidos.

Norint gauti stiprinimą, optinis laukas turi atsikartoti tikslia amplitude ir faze. Svyravimų sąlyga:

$$E^+(x_0)e^{-j\beta(L-x_0)}r_1e^{-j\beta(0-L)}r_2e^{-j\beta x_0} = E^+(x_0), \quad (16)$$

kur j – menamas vienetas, r_1 ir r_2 veidrodžio atspindžio amplitudės, o sklidimo konstanta aprašoma lygtimi

$$\beta = k_0 n'_{eff} + jg_{net}/2, \quad (17)$$

kur n'_{eff} yra sveikoji kompleksinio lūžio rodiklio dalis. Į sklidimo konstantą įeina skersinės modos, kompleksiniai nuostoliai ir stiprinimas. Lygtį (16) galime supaprastinti

$$r_1 r_2 e^{-2j\beta L} = 1. \quad (18)$$

Įterpiant lygtį 17 į 18 ir taikant, kad $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$r_1 r_2 \exp(Lg_{net}) \exp\left(-j\frac{4\pi}{\lambda}Ln'_{eff}\right) = 1. \quad (19)$$

Atsižvelgiant tik į sveikąją dalį ir naudojant veidrodžio atspindžio koeficientą, kuris yra $R = r_1^2 = r_2^2$, tuomet

$$\exp(g_{net}L) = \frac{1}{R}, \quad (20)$$

ir randant tikrąjį stiprinimo koeficientą:

$$g_{net} = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right). \quad (21)$$

Veidrodžių nuostoliai kraštuose $x = 0$ ir $x = L$, ir per visą aktyvios terpės ilgį.

$$g_{net} = \alpha_m \quad (22)$$

arba

$$g_m = \alpha_{tot}, \quad (23)$$

kur pilnutiniai nuostoliai lazerio rezonatoriuje yra nuostolių bangolaidyje ir nuostolių veidrodyje suma:

$$\alpha_{tot} = \alpha_i + \alpha_m. \quad (24)$$

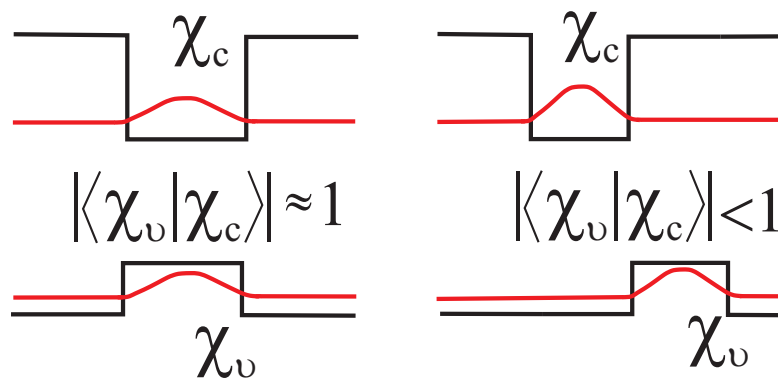
3 I ir II tipo aktyvi sritis

Šiame skyriuje aprašomi pagrindiniai kvantinių struktūrų tipai naudojami puslaidininkiniuose lazeriuose, tai I ir II-tipo kvantinės struktūros. Pristatoma W formos kvantinės duobės ir jų privalumai. Detaliai aptariami rekombinacijos sąlygoti nuostoliai II-tipo kvantinėse struktūrose.

3.1 I-tipo aktyvi sritis

Kvantinės duobės (Angl. *Quantum Well*, QW) I ir II-tipo schematiškai palygintos Pav. 6. Esminis šių dviejų juostų tipų skirtumas yra tas, kad laidumo ir valentinėje juostoje kvantinės struktūros nėra išsidėsčiusios viena virš kitos. Banginių funkcijų I-tipo struktūrose persiklojimas yra artimas 1, tuo tarpu, II-tipo struktūrose jos beveik nepersikloja. Krūvininkai II-tipo QW yra atskirti skirtinguose sluoksniuose, o emisija yra proporcinga banginių funkcijų persiklojimo kvadratui. Norint tai įveikti, turi būti stiprinamas persiklojimas mažinant QW plotį. Sumažinus kvantinės duobės plotį banginė funkcija išplinta už QW ribų, tokiu atveju elektronai yra perstumiami į skylių izoliuotą sluoksnį. Tai didina banginių funkcijų persiklojimą, bet dėl didesnės kvantavimo energijos mažėja lazerinio diodo bangos ilgis. Norint tuo pačiu metu išlaikyti didelį persiklojimą ir sumažinti perėjimo energiją, reikia mažinti kvantinių duobių pločius, to pasekoje duobės yra priverstinai suspaudžiamos.

Kvantinės I-tipo duobės emisijos bangos ilgis yra proporcingas draustinių energijų tarpo ir kvantavimo energijos sumai. Jei naudojamas GaInAs kaip kvantinės duobės medžiaga, tuomet didinant In kiekį siaurėja draustinis energijų tarpas ir auga gniuždymo deformacijos. Kvantinėse I-tipo duobėse, užaugintose ant InP padėklo, emisija yra ribojama įtempimų, todėl didžiausią bangos ilgį pavyko pasiekti C.P. Lee *et al* publikuotame darbe – $2.56 \mu\text{m}$. Šį ribojimą galima apeiti panaudojant II-tipo QW lazerinėse struktūrose.



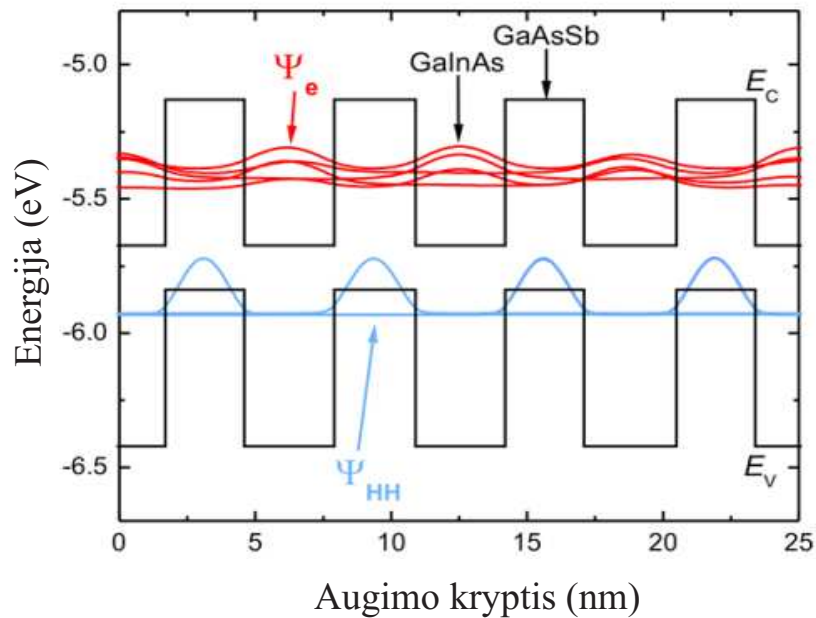
Pav. 6. I-tipo (a) ir II-tipo (b) kvantinės duobės juostų diagrama. Elektronų ir skylių banginės funkcijos atvaizduotos raudonomis kreivėmis.

Pagrindinis II-tipo kvantinių duobių veikimo principas – erdvinis elektronų ir skylių atskyrimas skirtingose medžiagose. Atsiranda netiesioginė rekombinacija. Kvantinėse II-tipo duobėse sumažėja emisijos energija, kuri tampa mažesnė už draustinių energijų tarpą. Teoriniai skaičiavimai parodė,

kad yra galima emisija $2 \mu\text{m} - 4 \mu\text{m}$ intervale GaAsSb/GaInAs II-tipo heterostrukūrose užaugintose ant InP padėklo [6].

3.2 II-tipo aktyvi sritis

Principinė II-tipo aktyvios srities struktūra pateikta Pav. 7. Elektronai ir skylės yra apriboti GaInAs ir GaAsSb sluoksniuose, atitinkamai. Dėl didesnės efektinės skylių masės geresnis apribojimas pasiekiamas GaAsSb QW. Elektronai yra daug lengvesni, todėl giliau prasiskverbia į GaAsSb barjerus.

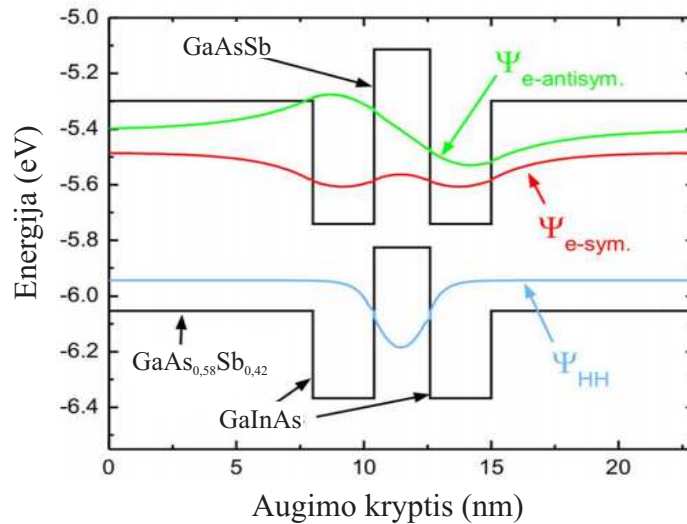


Pav. 7. II-tipo aktyvios srities juostų diagrama. Elektronai ir skylės yra apriboti GaInSb ir GaAsSb sluoksniuose, atitinkamai. Elektronų ir sunkiųjų skylių banginės funkcijos yra pateikiamos kreivėmis.

Todėl gali būti pasiektas santykinai didelis banginių funkcijų persiklojimas [7]. Kita vertus, elektronų ir skylių minijuostos atsiranda dėl padidėjusio tuneliavimo efekto gretimuose barjeruose. Tai dažniausiai vyksta dėl elektronų būsenų, jų efektinė masė yra mažesnė. Minijuostų dėka yra stebimas didesnis optinio perėjimo išplitimas. Šis efektas panaudojamas plačiatarpiuose LED prietaisuose. Priešingai nei LED prietaisuose, lazeriuose stengiamasi pasiekti kuo siauresnį savaiminio spinduliavimo spektrą, kuris nulemia lazerio efektyvumą.

3.3 W formos kvantinės duobės

Siekiant išvengti išplitimo yra naudojama taip vadinama W-formos aktyvioji sritis, kuri pateikta Pav. 8. Tokio tipo aktyvioji sritis pirmą kartą buvo panaudota GaSb ir InAs pagrindu veikiančiuose tarpjuostiniuose kaskadiniuose lazeriuose (Angl. *Interband Cascade Laser*, ICL) [8,9].



Pav. 8. W-formos kvantinės duobės juostų diagrama. Kreivėmis pvaizduotos sunkiųjų skylių ir suskilusi elektronų banginės funkcijos.

Kvantinės duobės W-formos sudarytos iš trijų kvantinių duobių, kurių dvi yra elektronams, o viena – skylėms. Elektronų banginė funkcija suskyla į simetrinę ir anti-simetrinę bangines funkcijas (Ψ_{e-sim} , $\Psi_{e-antisim}$). Sunkiųjų skylių banginė funkcija yra simetrinė (Ψ_{HH}). Dėl šios priežasties, tik elektronų simetrinės banginės funkcijos persiklojimo integralas yra nelygus nuliui. Todėl emisijos spektras tampa daug siauresnis ir gali būti palyginamas su I-tipo kvantinėmis duobėmis.

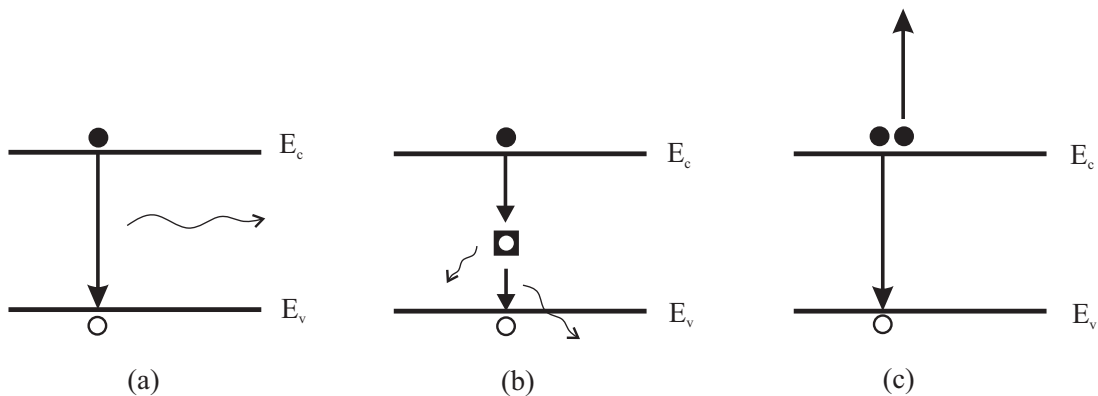
3.4 Nuostoliai II-tipo kvantinėse struktūrose

Rekombinacijos greitis puslaidininkiniuose lazeriuose žemiau slenkstinės vertės aprašomas lygtimi:

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3, \quad (25)$$

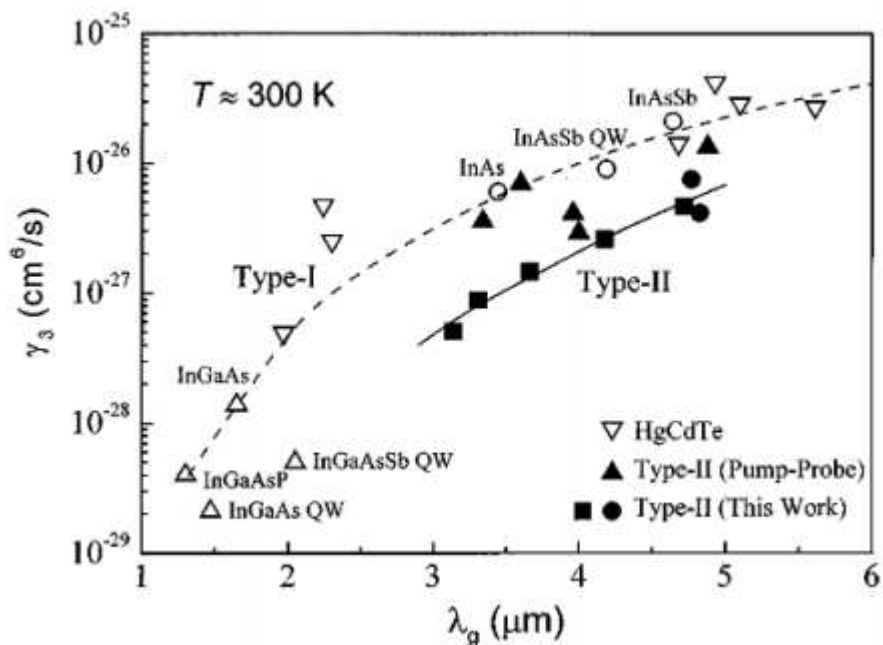
kur N – krūvininkų tankis, A – Shockley-Read-Hall (SRH) koeficientas, B – savaiminio spinduliavimo koeficientas, C – Ožė rekombinacijos koeficientas. Rekombinacijos procesų schema pateikta Pav. 9. Krūvininkų tankis yra apibrėžiamas tariant, kad elektronų ir skylių skaičius aktyvioje srityje yra vienodas. Shockley-Read-Hall'o procesas yra nespindulinis, sąlygotas priemaišų. Bangos ilgių ($2 \mu\text{m}$ – $4 \mu\text{m}$) diapazone rekombinaciją lems nespinduliniai procesai.

Banginės funkcijos II-tipo struktūrose persidengia blogiau, todėl norint pasiekti tokį patį stiprinimą, reikalingą lazeriniam slenkščiu, yra reikalingi didesni krūvininkų tankiai nei I-tipo prietaisuose. Didesnė Ožė rekombinacijos sparta gali būti labiau tikėtina, kadangi ji priklauso nuo krūvininkų tankio kubiniame laipsnyje. Tačiau, dėl sumažėjusio persidengimo ir nespindulinio mechanizmo, Ožė rekombinacija turi būti silpnesnė, lyginant su I-tipo struktūromis. Eksperimentiniai rezultatai parodė, kad Ožė koeficientas gali būti eile mažesnis nei I-tipo struktūrose [10]. Ožė koeficientų palyginimas I



Pav. 9. Rekombinacijos procesai puslaidininkiniuose lazeriuose: (a) savaiminis spinduliavimas; (b) Shockley-Read-Hall (SRH) rekombinacija; (c) Ožė rekombinacija.

ir II-tipo struktūrose pateikiamas Pav. 10. Kaip matyti, esant emisijos bangos ilgiui $3 \mu\text{m}$ Ožė koeficiento vertė II-tipo struktūroms yra eile mažesnė nei I-tipo struktūrose.



Pav. 10. Ožė koeficiento palyginimas II-tipo ir I-tipo struktūrose.

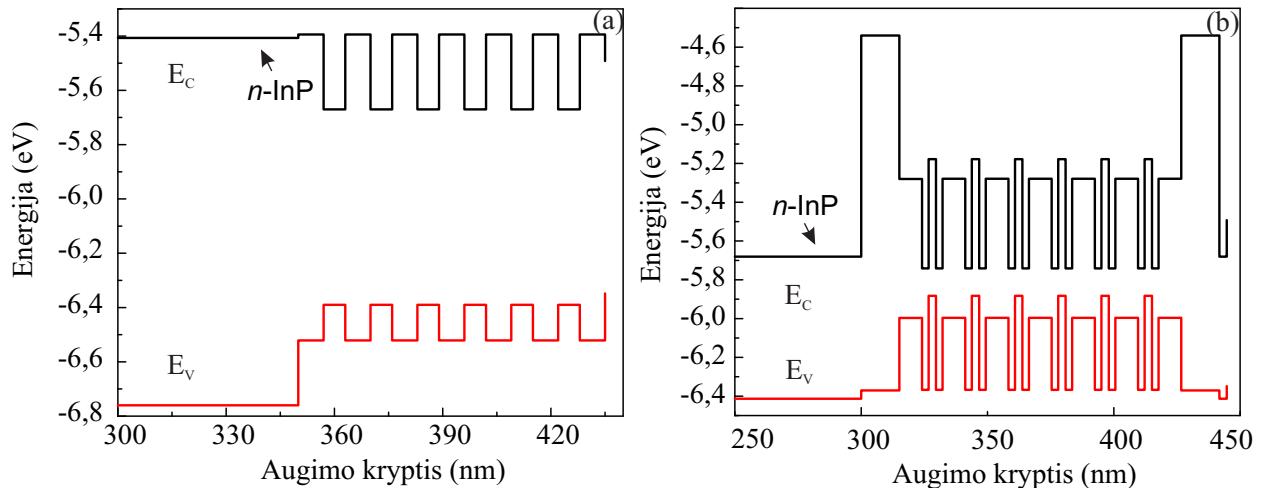
Todėl tikimasi, kad esant toms pačioms sąlygoms II-tipo kvantinėse struktūrose gaunamos slenksinės vertės bus palyginamos su I-tipo QW. Krūvininkų tankio sumažėjimas bus kompensuojamas mažesnių nuostolių.

4 Aktyvios srities charakterizavimas ir analizė

Šiame skyriuje pateikiamos dvi pagrindinės kvantinių struktūrų tyrimo metodikos ir gauti rezultatai. Kvantinės struktūros užaugintos prof. M. C. Amann grupės Walter Schotcky Institute (WSI), Vokietijoje. Profesinės stažuotės metu WSI institute iš kvantinių struktūrų suformuotos lazerinės sistemos pasitelkiant eilę gamybos procesų kaip fotolitografija, dielektrikų nusodinimas ir kt. Aktyvios srities charakterizavimas atliktas Puslaidininkų optikos laboratorija, FTMC.

4.1 Aktyvios srities sandara

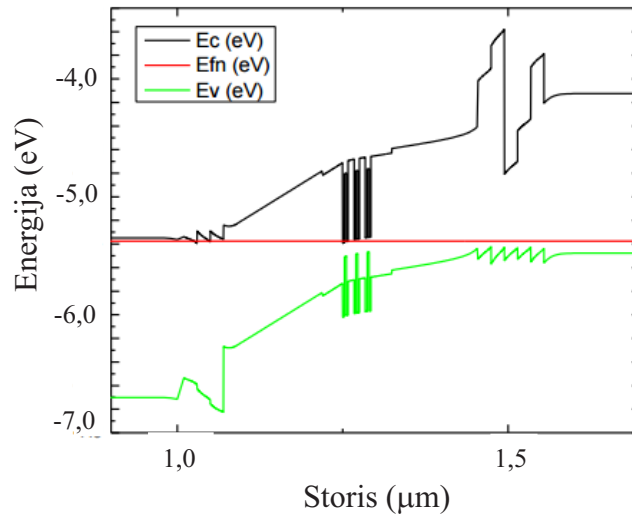
I ir II-tipo kvantinių duobių struktūros, užaugintos ant InP padėklo, pateikiamos Pav. 11 (a) ir Pav. 11 (b). Aktyvi I-tipo sritis sudaryta iš $\text{Al}_{0,27}\text{Ga}_{0,2}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Al}_{0,09}\text{Ga}_{0,2}\text{In}_{0,71}\text{As}$ su elektronus blokuojančiu AlInAs sluoksniu užaugintu ant InP padėklo. Aktyvios II-tipo srities struktūros centras sudarytas iš šešių W-formos QW, kurių kiekviena susideda iš 2,9 nm $\text{GaAs}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$ skylių QW, apsuptos dviem 2,6 nm $\text{Ga}_{0,32}\text{In}_{0,68}\text{As}$ sluoksniais, suformuojant elektronų QW. Struktūros atskirtos 9 nm $\text{GaAs}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$ sluoksniu, kuris veikia kaip įtempimus mažinantis sluoksnis ir tuo pačiu atskiria elektronų bangines funkcijas. Tokiu būdu yra sukuriama elektoronų ir skylių plakiruojantieji sluoksniai, skirti elektriniam izoliavimui. Siekiant optinio apribojimo, struktūra yra apsupama bangolaidžiu ir 15 nm $\text{AlAs}_{0,62}\text{Sb}_{0,38}$ plakiruojančiu sluoksniu. Visa struktūra užauginta ant InP padėklo.



Pav. 11. Juostinė diagrama (a) I-tipo ir (b) II-tipo aktyvios srities.

Siekiant sumažinti nespindulinius rekombinacijos procesus, elektronai ir skylės turėtų būti išsidėstę netoli aktyvios srities. Tai galima kontroliuoti įvedant elektronus blokuojančius sluoksnius, kuriuos matome Pav. 12 dešinėje pusėje, laidumo juostoje. Optimali vieta blokuojantiems sluoksniams struktūriškai būtų iš kart po aktyvios srities, bet kadangi ten yra išlaikoma bangolaidžio struktūra, tai blokuojantieji sluoksniai patalpinami iš karto už bangolaidžio. Paveiksle 12 vaizduojama modeliuota juostinės diagramos struktūra be pridėtos įtampos. Gradientiniai sluoksniai su mažais energijos žingsniais, todėl Fermi lygmuo yra ties kiekvienu juostos kraštu ir krūvininkų tankis yra didelis. Tai veda

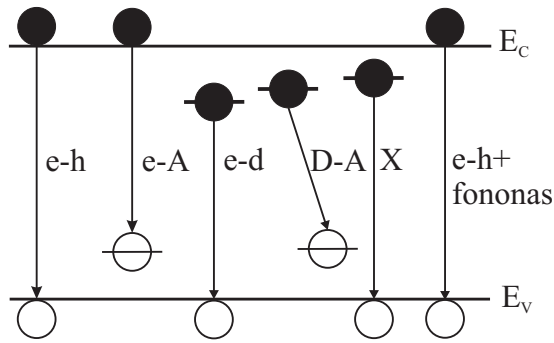
prie padidinto laidumo, kas mažina varžą. Elektronai ir skylės, gali judėti laisvai jeigu yra didelis energijų skirtumas. Elektronus blokuojantys sluoksniai veikia tokiu pačiu principu. Didelis energijos skirtumas tarp juostų, kombinuojant su pakankamu sluoksnių storiumi siekiant išvengti tuneliavimo, apsaugo krūvininkus nuo pabėgimo.



Pav. 12. Modeliuota juostinės struktūros diagrama.

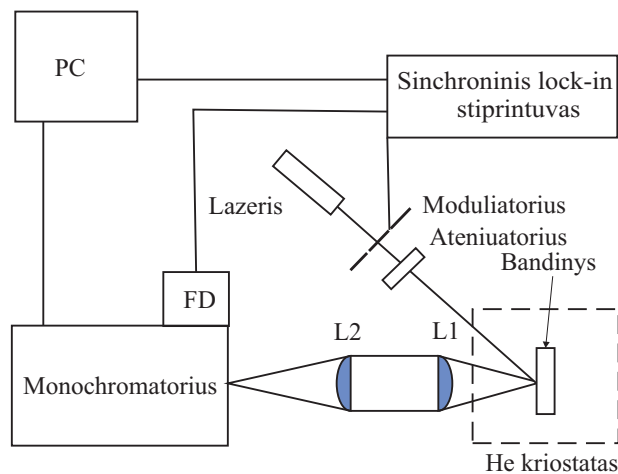
4.2 Fotoluminescencija (PL)

Fotoluminescencija yra viena pagrindinių krūvininkų vyksmų dinamikos tyrimų metodikų. Luminescencijos principas – rekombinuojant krūvininkams yra spinduliuojamas šviesos kvantas. Kai yra sužadinti krūvininkai šviesa, jiems grįžtant į pradinę būseną išspinduliuojamas šviesos kvantas – tai vadinama fotoluminescencija. Galimos spindulinės rekombinacijos schemas pavaizduotos paveiksle 13. Nagrinėjant monokristalų optines savybes fotoluminescencijos spektruose stebimos būsenos, kurių energijos yra mažesnės nei draustinės energijos tarpas. Sužadintas elektronas valentinėje juostoje palieka tuščią vietą, kurioje susidaro teigiamo krūvio perteklius, dar vadinamas skylė. Tarp elektrono ir skylės veikia Kulono elektrinis traukos laukas. Norint rasti elektrono būsenas, reikia žinoti šios sąveikos energiją. Todėl yra nagrinėjama sąveika tarp elektrono ir skylės, kur elektrono ir skylės kvazidalelė vadinama eksitonu. Rekombinuodami elektronai su skylėmis gali išspinduliuoti šviesos kvantą, artimą draustinės energijos tarpui (tai atitinka e–h vyksmą). Kambario temperatūroje eksitoninė spinduliuotė yra silpna, todėl atliekami matavimai žemose temperatūrose, $T = 3$ K. Atšaldžius bandinį stebima intensyvi eksitoninė fotoluminescencija (atitinka X vyksmą). Jei stebimas bandinys turi priemaišų, yra legiruotas donoriais ar akceptoriais, tuomet stebima spinduliuotė atitinkamai, elektronų rekombinaciją su akceptoriais (e–A vyksmas), skylių rekombinacija su donoriais (h–D vyksmas) ar elektronų šuoliai iš donorinių į akceptorinius lygmenis (D–A vyksmas).



Pav. 13. Spindulinės rekombinacijos vyksmų schema

Fotoluminescencijos matavimo schema



Pav. 14. Fotoluminescencijos matavimo schema

Pateikiama principinė fotoluminescencinių matavimų schema Pav. 14. Buvo naudotas diodinis lazeris, 532 nm bangos ilgio spinduliuotė su 19 kHz pasikartojimo dažniu ir išėjimo galia iki 10 mW. Spindulys praėjęs pro moduliatorių fokusuojamas į bandinį, kuris yra uždaro ciklo kriostate. Liuminescencinis atsakas lęšiais L1 ir L2 ($f_1 = 300$ mm, $f_2 = 150$ mm) fokusuojamas į monochromatorių (Andor SR500), dispergavęs spindulys registruojamas fotodetektoriuje. Komercinio fotodetektoriaus SR-ASM-0047 registravimo sritis: 800–1900 nm. Užregistruotas signalas stiprinamas sinchroniniu lock-in stiprintuvu (DSP Lock-In amplifier SR830). Kriostate bandiniai buvo šaldomi iki 3 K, bandinio kameroje slėgis siekė 10^{-5} mbar. Signalas skaitmenizuojamas ir atvaizduojamas kompiuterio ekrane.

4.3 Fotoatspindys (PR)

Moduliacinė spektroskopija plačiai naudojama puslaidininkinių ir puslaidininkinių darinių optinių savybių bei elektroninės sandaros tyrimuose. Ši metodika remiasi optinio atsako – atspindžio arba pralaidumo – pokyčiais, paveikiant tiriamąjį bandinį periodine perturbacija, ko pasekoje, stebimi aštrūs,

išvestinės pavidalo ypatumai, o platus foninis spektras yra eliminuojamas. Periodinis poveikis gali būti tiek išorinis (temperatūra, elektrinis laukas, hidrostatinis slėgis), tiek vidinis (moduliuojant krintančios į bandinį šviesos bangos ilgį).

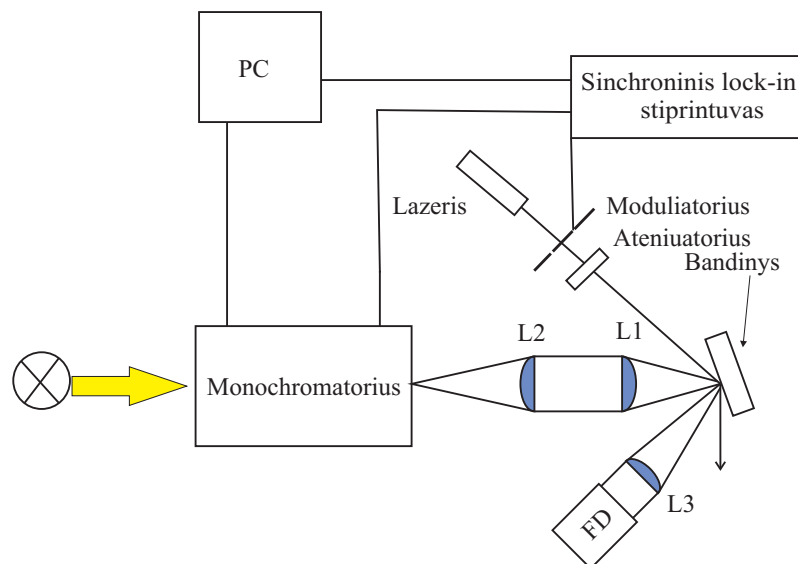
Analizuojant gautus moduliuoto atspindžio/pralaidumo spektrus, galima nustatyti puslaidininkių kritinius taškus, tarpjuostinius optinius šuolius kvantiniuose dariniuose, vidinių elektrinių laukų stiprius ir eilę kitų parametrų [11–13].

Fotoatspindys yra vienas iš moduliacinės spektroskopijos metodų, paremtas dielektrinės funkcijos (atspindžio) pokyčiu, kurį sukelia vidinio elektrinio lauko moduliacija fotosužadintais krūvininkais: paveikti periodine moduliuojančiaja šviesa, bandinyje yra sužadintos elektronų ir skylių poros. Šie fotosužadinti krūvininkai juda elektriniame lauke, susidariusiame bandinio paviršiuje, ar sandūrose tarp skirtingų medžiagų sluoksnių. Toks krūvininkų atskyrimas mažina šiuos laukus, kas sukelia atspindžio pokyčius.

Fotoatspindžio tyrimas yra bekontaktis metodas, nereikalaujantis specialaus bandinio paruošimo, įgalina nustatyti ne tik pagrindinių optinių šuolių energijas, bet ir šuolius tarp aukštesnių sužadintų būsenų.

Fotoatspindžio matavimo schema

Principinė fotoatspindžio matavimo schema pateikiama Pav. 15. Tyrimo metu buvo naudojama tradicinė matavimo schema, kurią sudaro skenuojančios šviesos šaltinis – halogeninė 100 W lempa ir monochromatorius, mechaninis šviesos pertraukėjas (moduliatorius), termoelektriškai ir azotu šaldomi InGaAs fotodetektoriai ir sinchroninis stiprintuvas. Moduliuojančios šviesos šaltiniams buvo panaudoti He-Ne 632,8 nm ir kietakūnis diodu kaupinamas 532 nm lazeriai. Fotožadinimo intensyvumas siekė 10 mW/cm^2 .



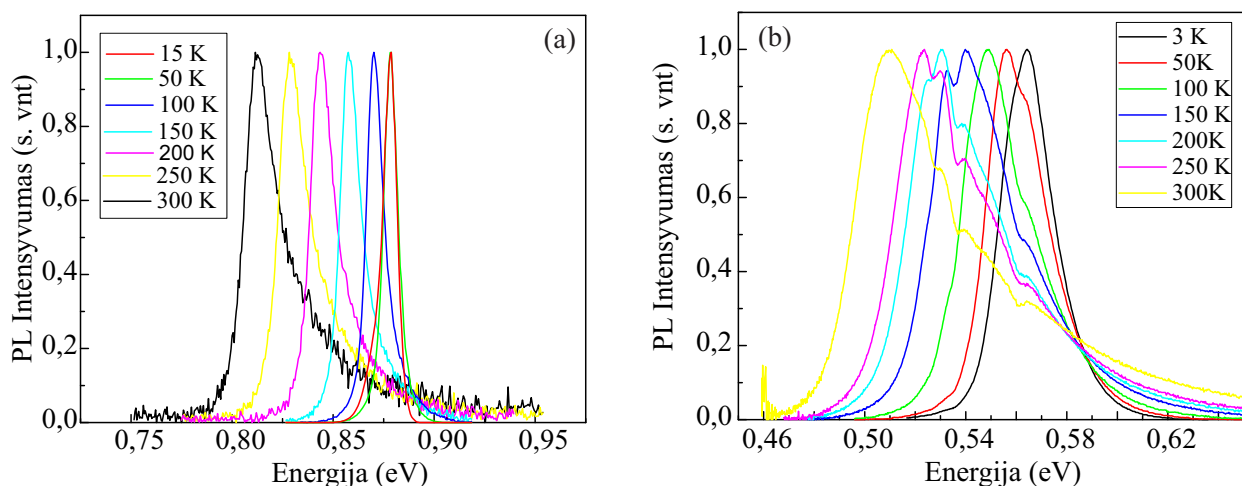
Pav. 15. Fotoatspindžio matavimo schema.

Lentelė 1. Varshni funkcijos parametrai:

	α (eV/K)	β (K)	E_0 (eV)
I-tipo	$5,61 \times 10^{-4}$	451,3	0,88
II-tipo	$1,82 \times 10^{-4}$	13,2	0,56

4.4 Bandinių analizė

Pirmiausia buvo atlikti kvantinių duobių, užaugintų ant InP padėklo temperatūriniai fotoluminescencijos matavimai. Bandiniai buvo žadinami 532 nm bangos ilgio puslaidininkiniu lazeriu. Naudojamas InSb fotodetektorius. Temperatūriniai PL spektrai I-tipo ir II-tipo kvantinėms struktūroms temperatūrų intervale nuo $T = 3$ K iki $T = 300$ K pateikiami Pav. 16. Kvantinėse I-tipo struktūrose (Pav. 16 (a)) esant 15 K temperatūrai PL smailė yra ties 0,88 eV, didėjant temperatūrai, smailė slenkasi į mažesnių energijų sritį ir 300 K temperatūroje stebimas 70 meV poslinkis. Didėjant temperatūrai stebimas smailės išplitimas. Kvantinėse II-tipo struktūrose (Pav. 16 (b)) esant 3 K temperatūrai smailė yra ties 0,56 eV, didėjant temperatūrai, smailė taip pat slenkasi į mažesnių energijų sritį ir 300 K temperatūroje stebimas mažesnis, 60 meV poslinkis.



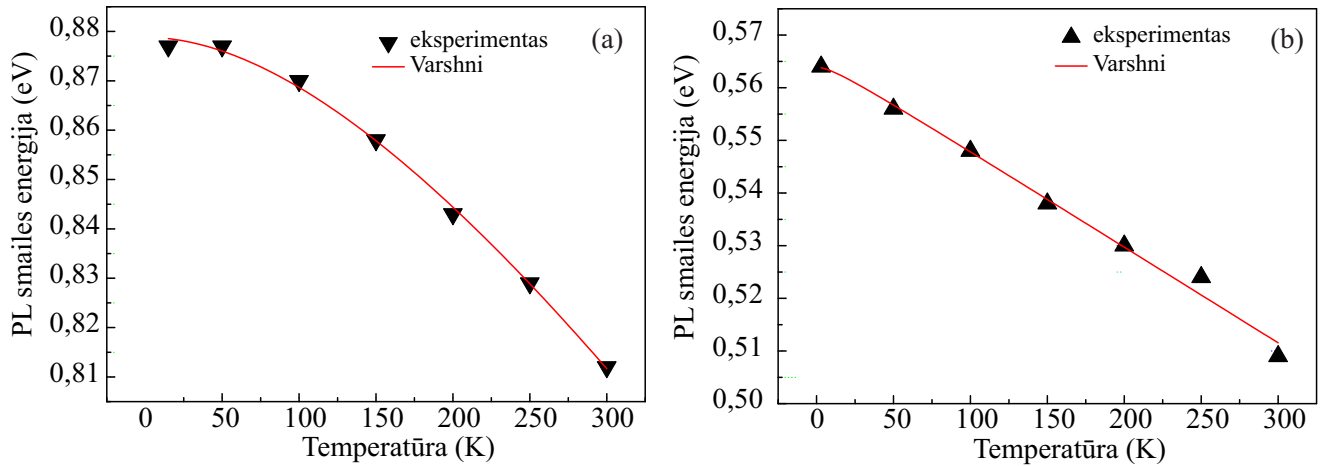
Pav. 16. Temperatūriniai PL spektrai (a) I-tipo QW ir (b) II-tipo QW.

Fotoluminescencijos smailės maksimumo padėtį nuo temperatūros aprašė Varshni funkcija:

$$E_g(T) = E_g(0) - \left(\frac{\alpha T^2}{T + \beta} \right), \quad (26)$$

kur α yra medžiagos parametras o β yra proporcingas Debajaus temperatūrai. Aprašius Varshni funkcija eksperimentinius duomenis (Pav. 16) gauti parametrai pateikiami lentelėje 1. Matome, kad II-tipo struktūrose α koeficientas tris kartus mažesnis nei I-tipo, tai yra būdinga II-tipo kvantinėms struktūroms.

Išmatuotos PL priklausomybės nuo žadinimo intensyvumo esant 3 K temperatūrai I-tipo Pav. 18 (a) ir II-tipo Pav. 18 (b) kvantinėms struktūroms. Esant didelei žadinimo galiai (174 mW) I-tipo kvantinių



Pav. 17. PL maksimumų padėčių temperatūrinė priklausomybė aprašyta Varshni funkcija (a) I-tipo QW ir (b) II-tipo QW.

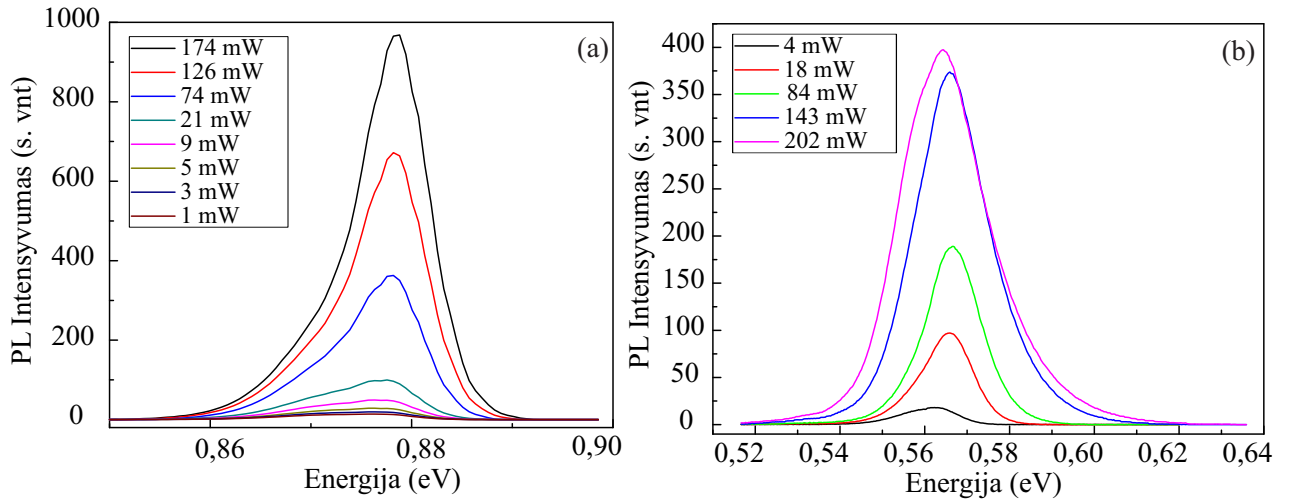
duobių smailės padėtis yra ties 0,878 eV ir smailės pusplotis (FWHM) yra 9,78 meV. Esant mažesnei žadinimo galiai 1 mW, smailė nežymiai pasislenka į mažesnių energijų sritį 0,874 eV, o jos pusplotis padidėja iki 13,16 meV. Kvantinių II-tipo duobių smailės maksimumo padėtis didinant lazerio galią slenkasi tiek į didesnių, tiek į mažesnių energijų sritį. Panašus efektas buvo stebėtas Donnell et al. darbe ir paaiškintas kaip draustinių energijų tarpo susitraukimo efektu [14]. Panašūs reiškiniai buvo stebimi ir kituose darbuose [15, 16]. Tai grindžiama lokalizuotomis būsenomis GaAsSb sluoksnyje ir/arba InGaAs/GaAsSb sandūrose. Šios lokalsios būsenos gali atsirasti dėl junginio sudėties koncentracijos svyravimų, kvantinės duobės pločio svyravimų ar paviršinių sluoksnių [15]. Lygmenys šiose būsenose yra viduje draustinių energijų tarpo, todėl šviesa sugeneruoti krūvininkai gali būti įkalinti tuose lygmenyse, esant mažesniai sužadimui, ir spinduliniu būdu rekombinuoti. Didinant lazerio galią, tarsi šildome bandinį, krūvininkai užėmę lokalizuotas būsenas, šiluminiu būdu pabėga, todėl emisijos linija pasislinkusi į trumpesnių bangų pusę. Dar labiau didinant intensyvumą, emisijos maksimumas slenkasi į ilgesnių bangų pusę dėl draustinių energijų tarpo susitraukimo.

Fotoatspindžio spektrai kambario temperatūroje I-tipo ir II-tipo kvantinėms struktūroms pateikiami Pav. 19 (a) ir Pav. 20 (a). Pateikti fotoatspindžio spektrai apima paltų energijų intervalą 0,4 – 1,6 eV ir juose matomas atsakas ne tik nuo kvantinių struktūrų, bet ir nuo dengiančių, gradientinių sluoksnių. Detaliai analizei pasirenkami tik kvantinei struktūrai svarbūs intervalai, 0,7 – 1 eV I-tipo QW ir 0,45 – 0,7 eV II-tipo QW.

Fotoatspindžio spektrai buvo aproksimuojami Lorentz'o tipo Aspnes funkcija [17] siekiant nustatyti optinio šuolio energiją ir išplitimo parametrus:

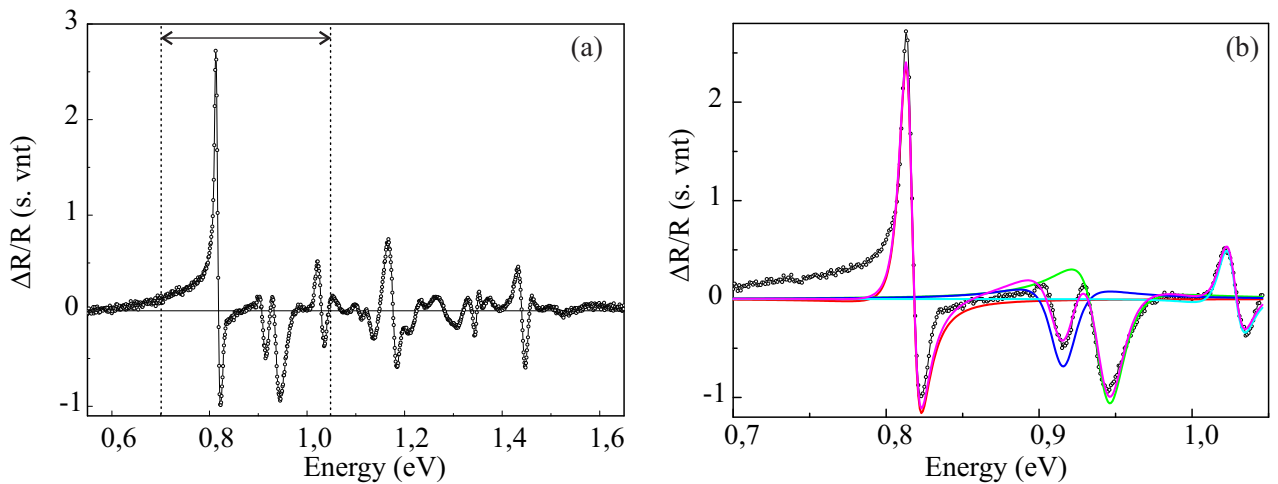
$$\frac{\Delta R}{R}(E) = \Re e \left[\frac{Ae^{i\theta}}{(E - E_0 + i\Gamma)^m} \right], \quad (27)$$

kur A – amplitudė, θ – fazė, Γ – išplitimo parametras, o E_0 – energija. Kvantinės I-tipo struktūros PR



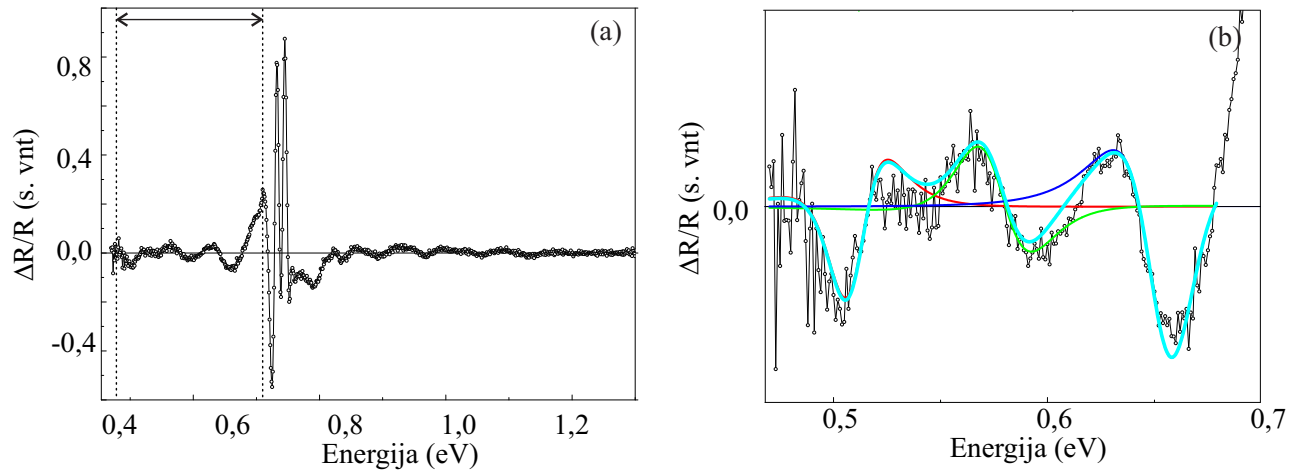
Pav. 18. Smailės kitimas nuo intensyvumo PL matavimuose (a) I-tipo QW ir (b) II-tipo QW.

spektras puikiai aprašytas naudojant kvadratinę funkciją ($m = 2$). Atsižvelgiant į PL ir PR rezultatus, galime teigti, kad optiniai perėjimai vyksta juosta-juosta. Tai matyti iš PR spektro formos (Pav. 19 (b)), pagrindinis optinis perėjimas ties 0,81 eV yra charakteringos diferencialinės formos. Kvantinės II-tipo struktūros PR spektro analizė parodė, kad optiniai šuoliai ties 0,51 eV vyksta rekombinuojant eksitonams, gautas Aspnes funkcijos laipsnio parametras lygus 3.



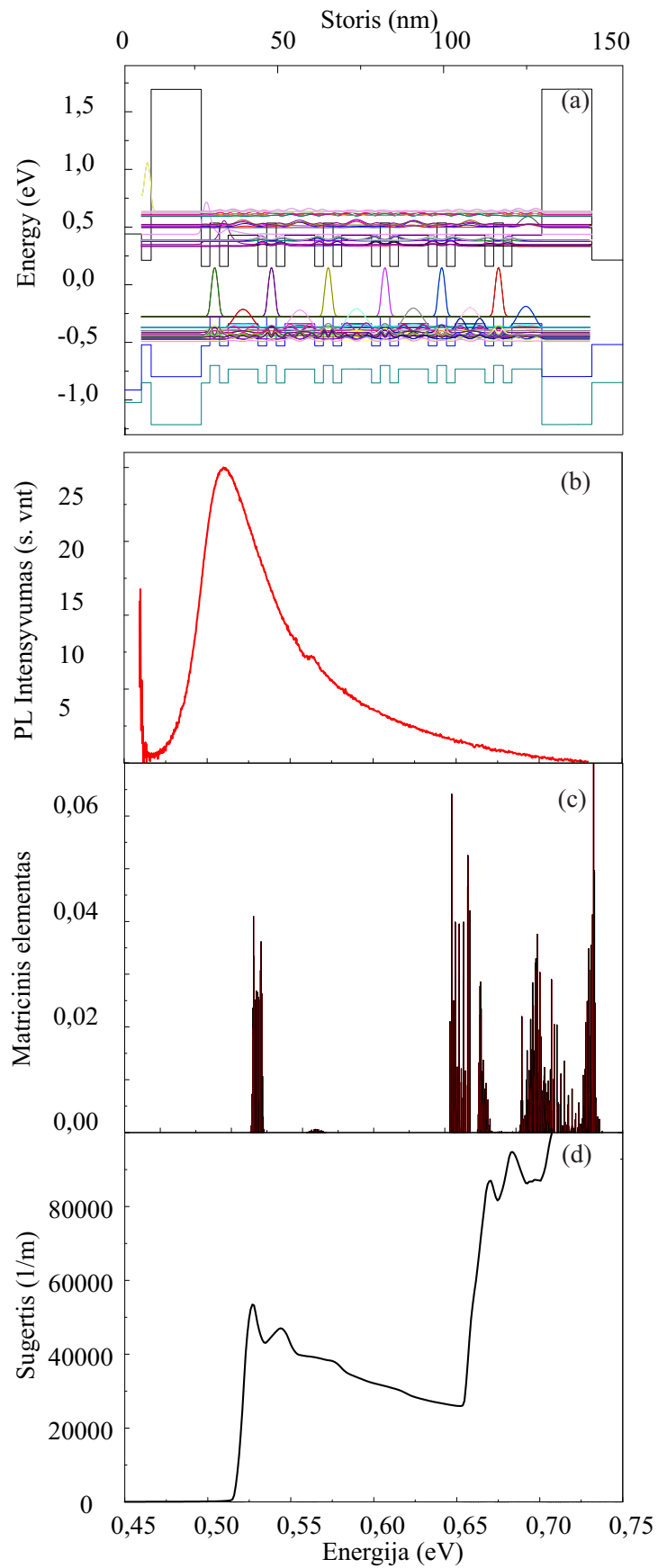
Pav. 19. (a) I-tipo QW fotoatspindžio spektras; (b) PR spektras aproksimuotas Aspnes funkcija

Kvantinė II-tipo struktūra buvo pasirinkta detalesnei teorinei analizei. Buvo atliekami banginių funkcijų skaičiavimai naudojant 8-band kp modelį pasitelkus *nextnano3* programinę įrangą [6]. Gauti rezultatai pateikti Pav. 21 (a). Matyti, kaip ir I-tipo kvantinėse struktūrose, sunkiųjų skylių banginė funkcija yra lokalizuota ties GaAsSb duobe. Elektronų banginės funkcijos lokalizuotos GaInAs kvantinėse duobėse. Teoriniai banginių funkcijų skaičiavimai leidžia nustatyti jų persiklojimo integralą, kas atitinka šuolio tikimybę, matricinius elementus. Suskaičiuotos šuolių tikimybės pateiktos Pav. 21 (c) ir palygintos su kambario temperatūros fotoluminescencijos spektru Pav. 21 (b). Skaičiavimai



Pav. 20. (a) II-tipo QW fotoatspindžio spektras; (b) PR spektras aproksimuotas Aspinės funkcija

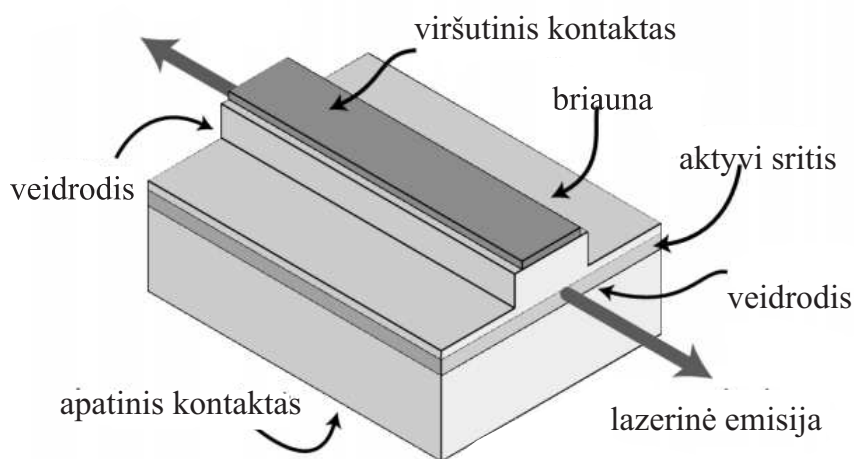
puikiai dera su eksperimentu pagrindinio optinio šuolio aplinkoje. Teoriniai skaičiavimai taip pat leido įvertinti sugerties koeficiento priklausomybę nuo energijos, kuri pavaizduota Pav. 21 (d).



Pav. 21. II-tipo kvantinių struktūrų teorinių skaičiavimų rezultatai: (a) juostų diagrama su banginėmis funkcijomis; (b) eksperimentinis PL spektras; (c) optinių šuolių tikimybė; (d) teorinis sugerties koeficientas.

5 Puslaidininkinių diodų gamybos procesas

Lazeriniai diodai, tiriami šiame darbe, pagaminti naudojant tirtas aktyvias sritis su plakiruojančiais sluoksniais, užaugintais and InP padėklo MBE būdu. Atliekant eilę technologinių procesų: optinė litografija, cheminis paruošimas, ėsdinimas, galvanizacija ir t.t., galime pagaminti kokybišką lazerinį diodą, kurio principinė schema pateikta Pav. 22. Šiame skyriuje aprašomas lazerinių diodų, tiriamų darbe, gamybos procesas.

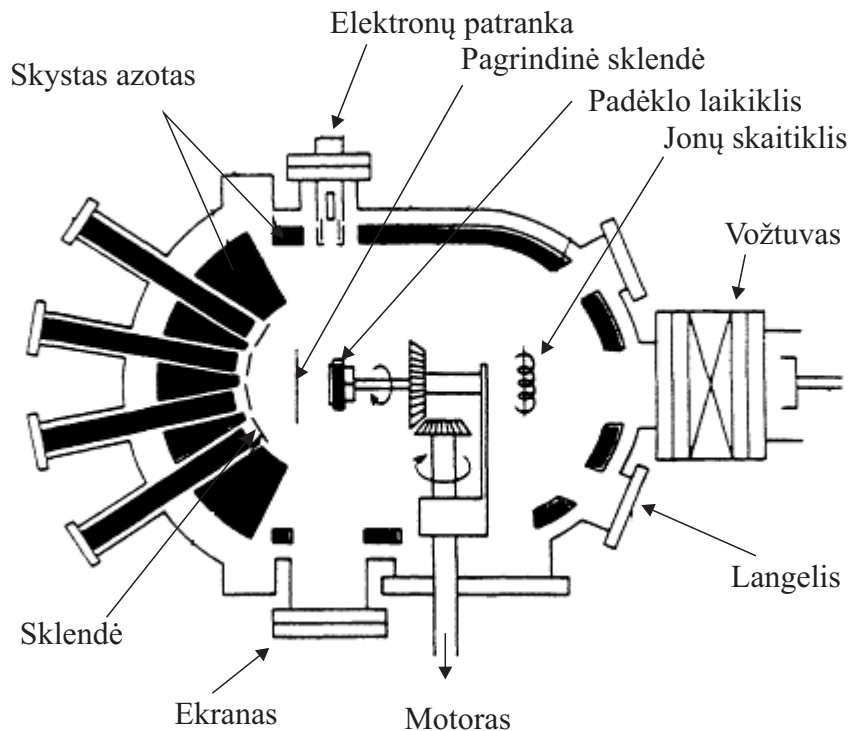


Pav. 22. Principinė lazerinio diodo schema.

Molekulinio pluoštelio epitaksija

Molekulinio pluoštelio epitaksijos būdu galima auginti monoatomines plėveles, norimos sudėties ir kontroliuojamos priemaišų koncentracijos ant puslaidininkinio ar dielektrinio padėklo. MBE metodu medžiaga nusodinama tiesiogiai ant padėklo. Tiksliai augančio sluoksnio parametrų diagnostika leidžia kontroliuoti auginamo sluoksnio storį labai tiksliai. Pats procesas vyksta labai lėtai, įprastai nusėdimo greitis siekia $1 \mu\text{m}$ per valandą. Tipinė įrenginio schema pateikta Pav. 23, kur epitaksinių sluoksnių auginimas vyksta iš atskirų šaltinių formuojant molekulinis pluoštelių ir iš jų nusodinant atomus ar molekules ant įkaitinto padėklo. Sistema sudaryta iš trijų vakuuminių kamerų: auginimo, buferinės ir pakrovimo (skirta padėklų įdėjimui ir išėmimui). Bandiniai įvedami į auginimo kamerą ir dedami į laikiklį, kaitinamą indukcinio būdu. Norint užtikrinti sluoksnių homogeniškumą laikiklis su padėklu yra sukami. Skystu azotu šaldomas apvalkalas, patalpintas tarp kameros sienelių, veikia kaip efektyvus siurblys liekamosioms dujoms augimo kameroje pašalinti. Procesu metu grynai metalai yra patalpinti atskirose kameroje ir sklendžių pagalba atidaromi, prasidedant jų sublimacijai. Išgarinti atomai dėl pakankamai didelio lėkio kelio nesąveikauja tarpusavyje kol nepasiekia padėklo.

Visą MBE procesą galima suskirstyti į tris sritis. Pirma - molekulinių pluoštelių suformavimas; antra - atskirų molekulinių pluoštelių susikirtimas, kurioje susimaišo garinamos medžiagos, sudarydamos reikiamą garų mišinį, kuris nusodinamas ant padėklo; trečia - padėklo paviršius, kuriame vyksta pagrindinė kinetinių reakcijų dalis tarp komponentų ir padėklo.



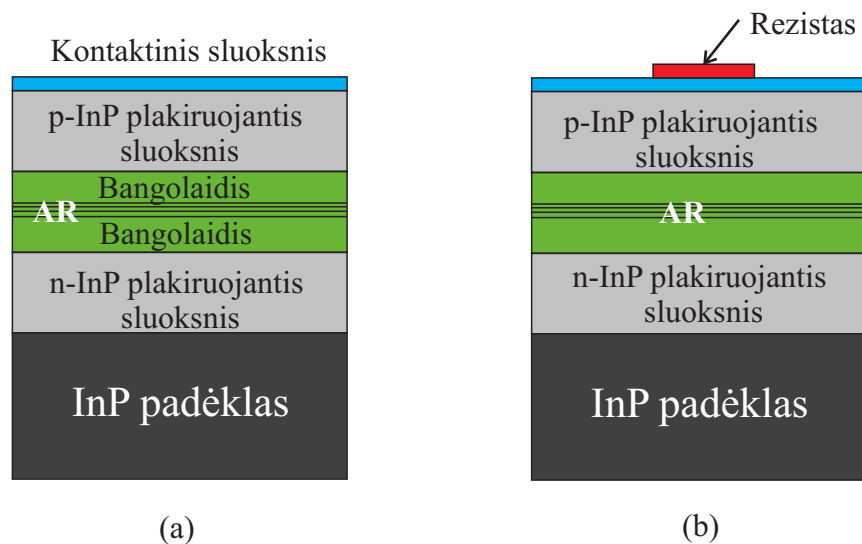
Pav. 23. MBE schema.

Darbe tiriami lazeriniai diodai buvo užauginti naudojant MBE sistema Varian Mod Gen II. Palyginti su MOVPE būdu užaugintomis medžiagomis, MBE būdu užaugintos, pasižymi siauresniu emisijos spektru, kurio dėka galima sumažinti lazerių slenkstinių srovių tankius. Šis privalumas gali būti sietinas su žemesne auginimo temperatūra, kuri būdinga MBE ir siekia apie 445 °C, todėl sumažinami stibio segregacijos efektai. Darbe tiriami lazeriniai diodai turi suformuotą simetrinį bangolaidį, kartu su elektronų ir skylių blokuojančiais sluoksniais ant p ir n pusių atitinkamai, taip sumažinti stibio segregacijos efektą [5].

Fotolitografija

Fotolitografija – tai kaukės vaizdo perkėlimas ant specialaus padėklo kontaktiniu būdu, naudojant UV šaltinį, kur specialus padėklas padengtas fotorezistu jautriu specifiniam bangos ilgiui. Fotolitografija kelia aukštus reikalavimus stabilioms aplinkos sąlygoms, minimaliam dulkių kiekiui. Fotolitografija susideda iš etapų: pirmas – padėklo paviršiaus paruošimas, naudojant cheminį valymą, plovimą, ėsdinimą, atkaitinimą. Pirmiausia padėklai su aktyvia sritim buvo kaitinti 110 °C temperatūroje dvi minutes. Paviršius padengiamas pasluoksniu HDMS (cheminė formulė $C_6H_9NSi_2$) siekiant geresnio fotorezito sluoksnio sukibimo su bandiniu. Kitame etape dengiame šviesai jautriu fotorezistu

TI 35 ES. Fotorezistą tolygiai paskirstome ant bandinio naudojant centrifūgą. Reguluojant sukimo greitį, valdome rezisto sluoksnio storį ir siekiame, kad jis būtų apie $3\mu\text{m}$. Atkaitiname bandinį 2 minutes $110\text{ }^\circ\text{C}$ temperatūroje. Fotorezistas apšviečiamas 7 s UV šviesa ($310 - 440\text{ nm}$) $18\text{ mW}/\text{cm}^2$ galios tankiu. UV šviesos spinduliai praeina tik ten, kur kaukėje yra skaidrių sričių ir kaukės piešinys tarsi perkeliamas ant fotorezisto sluoksnio. Fotorezistas ryškinamas tirpale AZ 400K : H_2O esant 1 : 4 koncentracijai apie 1 min, kol vizualiai pradingsta fotorezisto kraštas. Kitame etape naudojame chromuotą kaukę su struktūromis, fotorezistas apšviečiamas 11 s UV šviesa esant $18\text{ mW}/\text{cm}^2$ galios tankiui. Ryškale bandinį laikome apie 30 s kol išryškėja struktūros. Naudojame tą patį ryškumą kaip ir kraštų šalinimui (AZ 400K : H_2O , 1 : 4). Toliau fotorezistas kaitinamas aukštesnėje negu džiovinimo temperatūroje ir jis tampa atsparus tolimesniam apdirbimui: rūgštims, šarmams, joniniam ar plazminiam ėsdinimui.



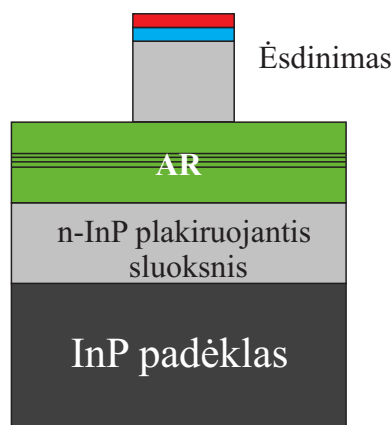
Pav. 24. Epitaksiniu būdu užauginta struktūra (a), ant kurios suformuota rezisto pagrindo mezadarinių struktūra (b).

Ėsdinimas

Fotolitografiškai suformuoti mezadariniai nuėsdinami sausuoju būdu, naudojant fotorezisto darinius kaip struktūros kaukę. Norint pašalinti kontaktinį sluoksnį ir viršutinį plakiruojantį sluoksnį (struktūra pavaizduota Pav. 25), ėsdinimas atliekamas naudojant $\text{Cl}_2/\text{H}_2/\text{CH}_4$ plazmą.

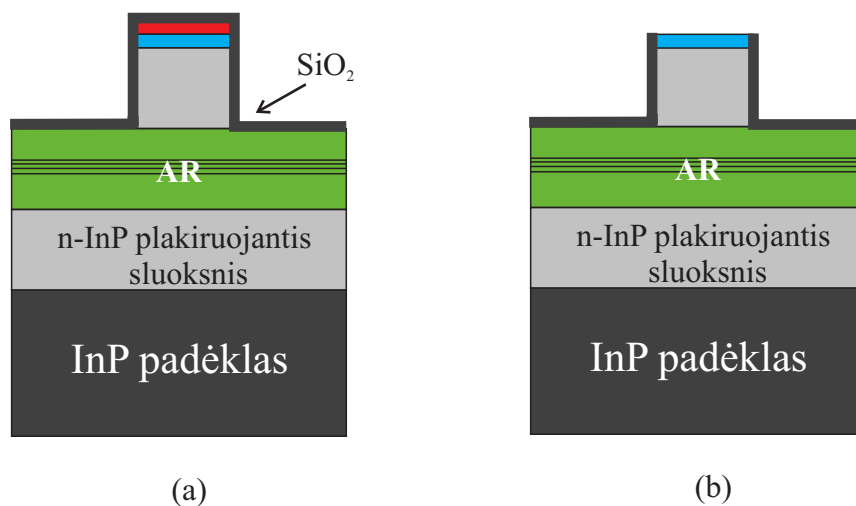
Silicio dioksidas ir jo pašalinimas

Silicio dioksidas naudojamas kaip technologinis sluoksnis (kaukė), legiruojant jonais, difuzijai, elektrinių prietaisų izoliacijai arba kaip metalo-oksido-puslaidininkio struktūros elementas. Ant paviršiaus suformuojamas pasivuojuojantis 200 nm silicio dioksido sluoksnis Pav. 26. Likęs fotorezisto sluoksnis po silicio dioksido sluoksniu, naudojamas atidengti mezadarinių struktūras pašalinant SiO_2



Pav. 25. Rezisto struktūra naudojama kaip kaukė ėsdinant sluoksnius.

sluoksnį acetono tirpale. Atlikus šiuos procesus netinkamai, silicio dioksido sluoksnis nepasišalino ir nevišišškai atidengė mezadarinių struktūras. Tai matome mikroskopu darytoje nuotraukoje 27 (a). Todėl papildomai naudojome ėsdinimą plazma, 30 min ėsdinant 500 W galia, ir papildomą ėsdinimą acetono tirpale. Po šių žingsnių matome puikiai atidengtas mezadarinių struktūras Pav. 27 (b).

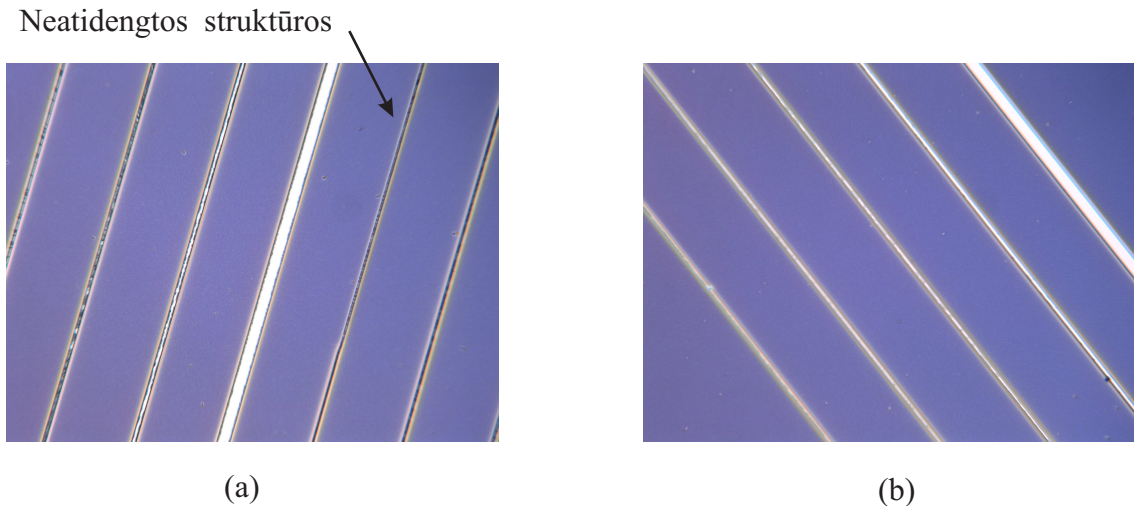


Pav. 26. Bandinys padengtas silicio dioksido sluoksniu (a), kuris naudojamas mezadarinių atidengimui (b).

Struktūrų atskyrimas ir metalizacija

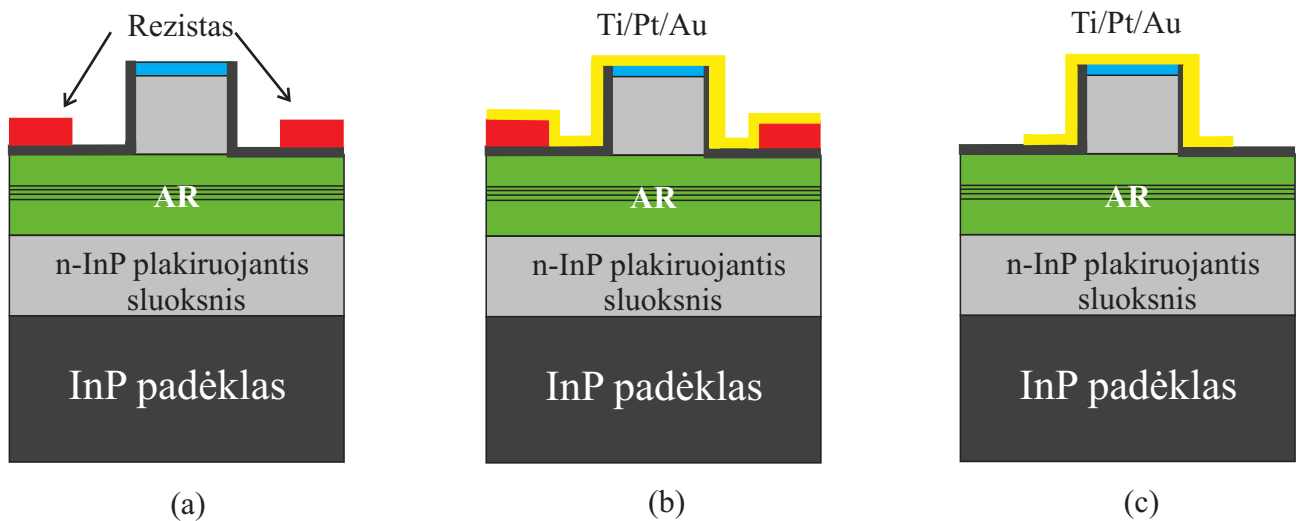
Siekiant atskirti mezadarinių struktūras elektriškai, pakartotinai atliekame fotolitografijos žingsnius, kurie aprašyti aukščiau, tik naudojant kitą chromuotą kaukę, su kitomis struktūromis.

Po fotolitografijos viso proceso, reikia atlikti metalizaciją, bet prieš tai pamerkiame bandinį tirpale HCL ($HCL : H_2O, 1:3$) 10 s. Tada užgariname titano (30 nm), platinos (60 nm) ir aukso (400 nm) sluoksnius. Garinama orientuojant struktūras kampu, kad tinkamai pasidengtų visi kraštai Pav. 28. Metalizacijos procesas atliktas Varian VT 118 elektroninio pluošto garinimo sistema.



Pav. 27. Proceso nuotraukos: (a) neatidengti mezadariniai; (b) atidengtos mezadarinių struktūros.

Po antro sluoksnių pašalinimo (Pav. 29 (b)) ultragarsinėje vonelėje, apie 200 nm aukso sluoksnis galvanizuotas siekiant pagerinti šiluminį laidumą ir įtaiso kontaktiškumą.

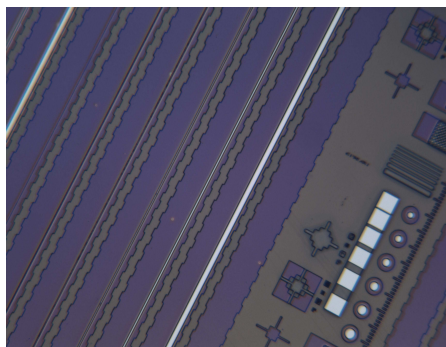


Pav. 28. Mezadarinių struktūrų atskyrimas (a); metalizacijos procesas (b); pašalinimas ir galvanizacija (c).

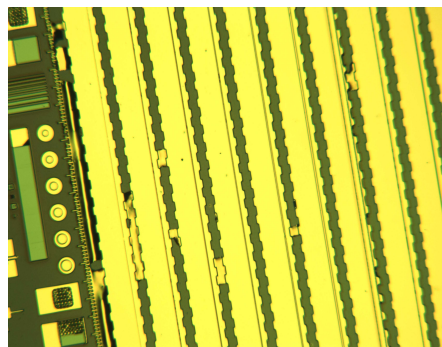
Bandinio ploninimas ir paruošimas tolimesniems matavimams

Bandinys iš padėklo pusės ploninamas iki $120 \mu\text{m}$ naudojant bromo-metanolio tirpalą. Tada metalizuojamas bandinys iš padėklo pusės, bet prieš tai pamerkiame bandinį tirpale HCL ($\text{HCL} : \text{H}_2\text{O}$, 1:3) 10 s. Užgarinami sluoksniai: auksas (14 nm), germanis (36nm), auksas (36 nm), titanas (10 nm), platina (40 nm) ir auksas (300 nm).

Po šio žingsnio bandinys padalinamas į skirtingo ilgio (0,3 – 4 mm) puslaidininkinius lazerius, kurie pritvirtinami prie varinės plokštelės. Šviesa išeina ties kraštu, todėl labai svarbu pritvirtinti



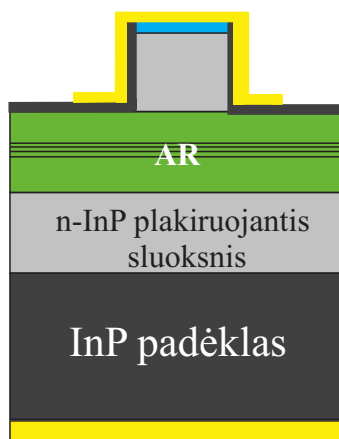
(a)



(b)

Pav. 29. (a) struktūros po antro litografijos proceso; (b) pašalintas metalizacijos sluoksnis nuo mezadarinio struktūrų.

diodus nepažeidžiant kraštų ir tolygiai.

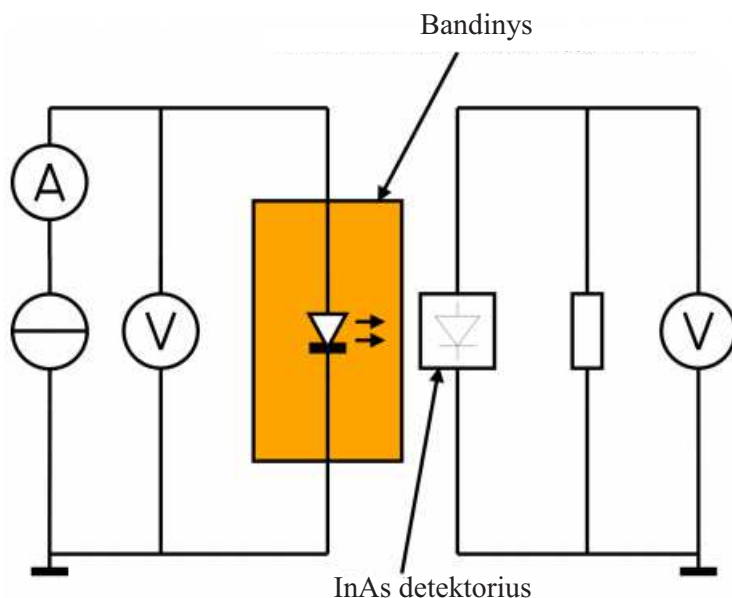


Au/Ge/Au/Ti/Pt/Au

Pav. 30. Padėklo ploninimas ir metalizacija, kontaktų užgarinimas.

6 Lazerinių diodų charakterizavimas

Lazeriniai diodai charakterizuojami liuksamperine (P-I) kreive. Bandinys yra tvirtinamas ant Peltier stalelio, kuris leidžia kontroliuoti temperatūrą diapazone nuo $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ iki $75\text{ }^{\circ}\text{C}$. Lazerinė spinduliuotė matuota šaldomu InAs detektoriumi $1\text{ }\mu\text{m} - 3.8\text{ }\mu\text{m}$ spektriniame diapazone. Principinė matavimo sistema pateikta Pav. 31. Stendas valdomas LabView programa, tai leidžia greitai ir kokybiškai įvertinti bei apdoroti rezultatus. Matavimai atliekami impulsiniame režime.



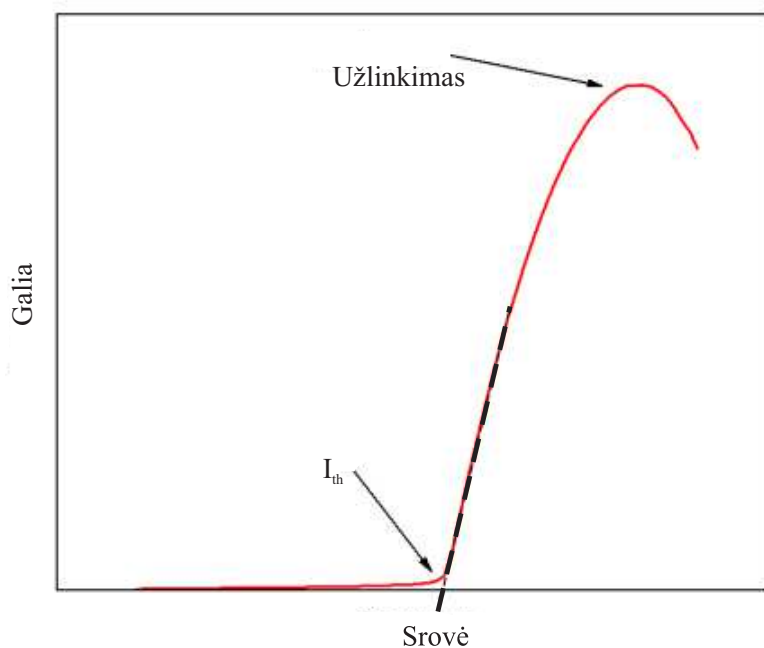
Pav. 31. Principinė liuksamperinės charakteristikos matavimo schema.

Paveikslėlyje 32 pateikiama tipinė liuksamperinė kreivės charakteristika. Mažas polinkis kreivės pradžioje auga dėl spontaninės emisijos. Pasiekus slenkstinę srovę, emisija staigiai padidėja ir prasideda lazerinė generacija. Po to matome kreivės palinkimą, persivertimą, kuris iššaukiamas vidinių šiluminių nuostolių dėl padidėjusio srovės tankio ir nuostolių mechanizmų.

Slenkstinės srovės tankis

Svarbiausia lazerinio diodo charakteristika yra slenkstinės srovės tankis. Kai srovės tankis viršija slenkstinės srovės vertę, fotonų skaičius rezonatoriuje pradeda didėti. Ideali liuksamperinė charakteristika turėtų prasidėti ties slenkstine verte, žemiau šios vertės yra stebimas tik savaiminės spinduliuotės sukeltas signalas. Grafike 32 akivaizdžiai matome, kad slenkstinė srovė gali būti ekstrapoliuota aprosimuojant lazerinės generacijos dalį tiesine funkcija. Lyginant prietaisus su skirtingomis geometrinėmis savybėmis, slenkstinės srovės tankio vertės yra normuojamos į rezonatoriaus ilgį L ir įrenginio plotį W :

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{LW}. \quad (28)$$



Pav. 32. Tipinė P-I kreivės schema.

Srovė aktyvioje srityje gali pasiskirstyti priklausomai nuo to, kaip struktūra yra pagaminta. Taigi atsižvelgiant į tai reikia įvertinti srovės išplitimą:

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{LW_{eff}} = \frac{I_{th}}{L(W + \Delta W)}, \quad (29)$$

kur ΔW išplitimas, kuris gali būti įvertinamas grafiškai atvaizduojant slenkstinės srovės vertes esant tam pačiam lazerinio diodo ilgiui nuo lazerinio diodo pločio. Ekstrapoliuojant kreives $I_{th} = 0$, galime įvertinti išplitimą.

Slenkstinės srovės tankis apskaičiuojamas:

$$J_{th} = \frac{J_{tr}}{\eta_i} \exp\left(\frac{g_{th}}{g_0}\right) = \frac{J_{tr}}{\eta_i} \exp\left(\frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma g_0}\right), \quad (30)$$

kur J_{tr} fiksuotas srovės tankis, g_0 stiprinimo koeficientas, η_i vidinis kvantinis našumas ir Γ – izoliavimo faktorius. Vidiniai nuostoliai yra surišti su α_i .

Maitinančiai srovei dar nepasiekus slenkstinės vertės, išspinduliuota šviesa sklinda išilgai aktyviam sluoksniui. Tai vyksta dėl lūžio rodiklių skirtumo. Dalis spinduliuotės atsispindi nuo galinių veidrodžių ir grįžta atgal, kita dalis išeina iš kristalo. Visi šie procesai: spinduliuotės sklidimas, atspindys, dalies jos praradimas kartojasi optiniame rezonatoriuje, kuriame spinduliuotė yra stiprinama ir yra prarandama. Nuostoliai veidrodžiuose yra dėl to, kad nuskeltų kristalo galų atspindys, lygtis (32), yra mažesnis nei 1.

Veidrodžių nuostoliai gali būti apskaičiuojami naudojant lygtį

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \left(\ln \frac{1}{R} \right), \quad (31)$$

kur

$$R = \left(\frac{n_{2eff} - n_1}{n_{2eff} + n_1} \right)^2, \quad (32)$$

kur n_{2eff} bangolaidžio lūžio rodiklis, n_1 – išorinės medžiagos lūžio rodiklis, kuris šiuo atveju yra oras. Tipinė atspindžio vertė yra apie 0,3. Į veidrodžių nuostolius, ieškant slenkstinės srovės tankio begaliniame lazerio ilgyje, galime neatsižvelgti. Būtent atidėjus grafiškai $1/L$ nuo slenkstinės srovės tankio ir ekstrapoliuojant $1/L = 0$ gauname slenkstinės srovės tankio vertę begaliniame lazerinio diodo ilgyje. Tai naudojama siekiant palyginti skirtingo ilgio lazerius, kur veidrodiniai nuostoliai neturi prasmės.

Naudingumo koeficientas

Dar vienas svarbus parametras, charakterizuojant lazerį yra diferencialinis ir vidinis kvantinis našumas η_d ir η_i atitinkamai. Diferencialinis kvantinis našumas yra apibrėžiamas kaip santykis tarp emituotų fotonų ir injektuotų fotonų [3]:

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI}, \quad (33)$$

kur $\frac{dP}{dI}$ randame iš liuksamperinės charakteristikos polinkio. Vidinis kvantinis našumas apibrėžiamas kaip injektuotas krūvininkų kiekis ir rekombinuojančių krūvininkų kiekis per stimuliuotą emisiją. Sąryšis tarp diferencialinio kvantinio našumo ir vidinio kvantinio našumo yra

$$\eta_d = \eta_i \left(\frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right), \quad (34)$$

ir įterpiant veidrodžių nuostolių išraišką:

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \left(1 - \frac{\alpha_i L}{\ln(R)} \right). \quad (35)$$

Grafiškai atidedant $\frac{1}{\eta_d}$ nuo ilgio L gauname vidinį kvantinį našumą η_i ir galime nustatyti iš polinkio vidinius nuostolius α_i .

Charakteringa temperatūra

Lazeriniams įrenginiams temperatūrinės savybės yra labai svarbios, pirmiausia dėl vėlesnio jų pritaikymo, kadangi dauguma jų reikalingas veikimas kambario ar aukštesnėse temperatūrose. Esant didelėms temperatūroms lazerinis įrenginys neturi perkaisti, ypač atsižvelgiant į pačio įrenginio vei-

kimo temperatūrą. Charakteringa temperatūra T_0 nustatoma iš lygties

$$J_{th} = J_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right). \quad (36)$$

Temperatūrinė priklausomybė gali būti aproksimuojama naudojant eksponentinę priklausomybę tarp slenkstinės srovės tankio ir perteklinės temperatūros T . Kadangi tiesiogiai neįmanoma pamatuoti aktyvios srities temperatūros, matavimai atliekami impulsiniu režimu, kur matuojamą temperatūrą T galime laikyti kaip aktyvios srities temperatūrą. Kuo didesnės T_0 vertės, tuo mažesnis srovės kreivės polinkio koeficientas, tuo mažiau nuostolių lazeriui veikiant aukštesnėse temperatūrose.

Aktyvios srities temperatūra

Vidiniai nuostoliai kaip ir elektronų pasiskirstymas stipriai priklauso nuo aktyvios srities temperatūros. Draustinių energijų tarpo temperatūrinę priklausomybę galime aprašyti Varshni sąryšiu [18]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \left(\frac{\alpha T^2}{T + \beta}\right), \quad (37)$$

kur α yra medžiagos parametras o β yra proporcingas Debajaus temperatūrai. Kombinuojant P-I matavimus ir PL matavimus bei laikant, kad aktyvios srities temperatūra neturi įtakos lazerinei veikai. Naudojant polinkio koeficientą $\frac{d\lambda}{dT}$ gautą iš P-I matavimų ir įterpiant į lygtį, gauname

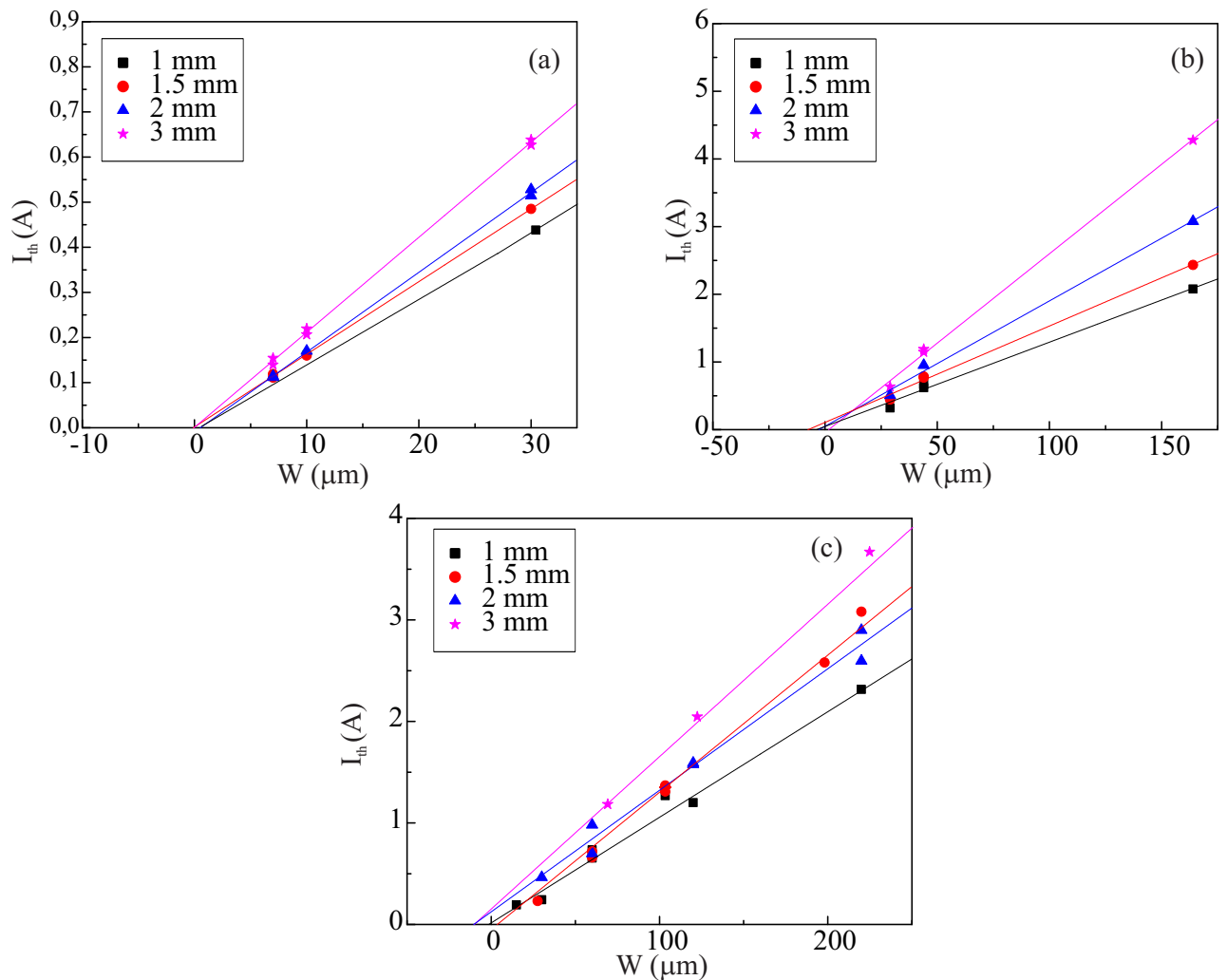
$$\frac{\lambda(T_{PL} + T_{AR}) - \lambda(T_{PL})}{d\lambda/dT} = \Delta T. \quad (38)$$

7 Apibendrinimas

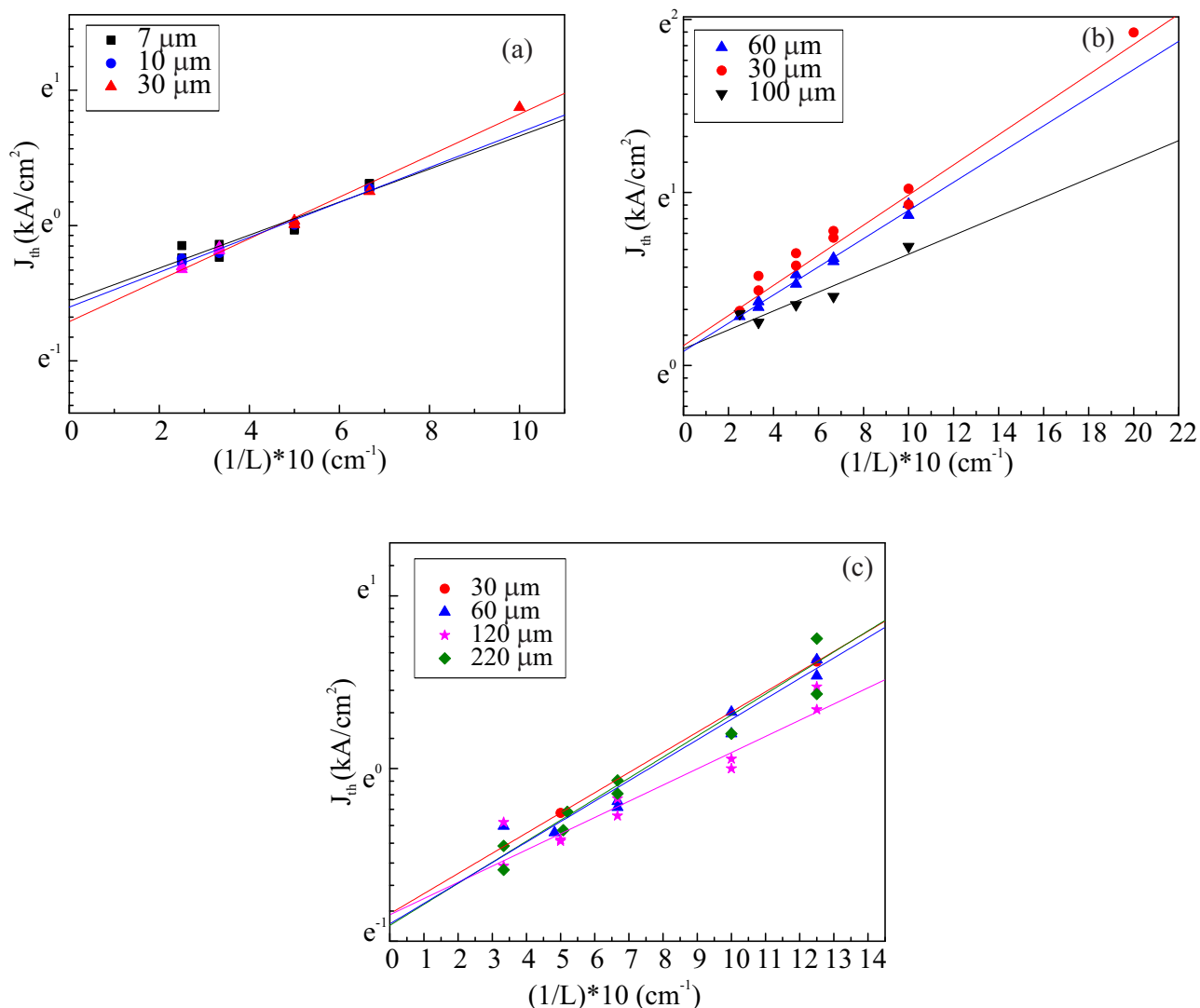
Šiame skyriuje aptariame lazerinių diodų charakterizavimo rezultatus. Siekiant gauti kuo žemesnes slenkstines sroves ir išvengti srovės išplitimo, aktyvioji sritis buvo pagaminta, naudojant 5 skyriuje aprašytą gamybos procesą. Charakterizuosime I tipo lazerinį diodą, kurio aktyvi sritis sudaryta iš 6 QW bei II-tipo lazerinius diodus, kurių aktyvi sritis yra W-formos iš 2 ir 6 QW.

7.1 Slenkstinės vertės

Slenkstinės srovės priklausomybė nuo mezadarinio pločio pavaizduota Pav. 33. Aprašius eksperimentinius taškus tiesėmis, matome, kad esant nuliniam mezadarinio pločiui ir 1, 1,5, 2 ir 3 mm ilgiams slenkstinė srovė bus lygi nuliui. Todėl srovės išplitimo aktyvioje srityje galime nepaisyti. Tai stebime tiek I-tipo, tiek II-tipo dariniuose.



Pav. 33. Slenkstinės srovės priklausomybė nuo mezadarinių pločio esant skirtingiems mezadarinių ilgiams: (a) II-tipo 2 QW; (b) II-tipo 6 QW; (c) I-tipo 6 QW.



Pav. 34. Slenkstinės srovės tankio priklausomybė nuo atvirkštinio mezadarinio ilgio esant skirtingiems mezadarinių pločiams: (a) II-tipo 2 QW; (b) II-tipo 6 QW; (c) I-tipo 6 QW.

Slenkstinių srovių charakteristikos buvo matuotos 15°C temperatūroje impulsiniu režimu, kur impulso plotis $2\mu\text{s}$ ir dažnis 250 Hz. Slenkstinės srovės tankio priklausomybė nuo atvirkščio lazerinio diodo ilgio pateikiama paveiksle 34. Kaip matoma iš grafikų, slenkstinės srovės tankio vertės esant skirtingam mezadarinių pločiui yra panašios. Tai yra sąlygota mažo slenkstinės srovės išplitimo. Slenkstinės srovės tankio vertės begaliniam ilgiyje yra $534 \text{ A}/\text{cm}^2$ esant 2 QW II-tipo QW, $402 \text{ A}/\text{cm}^2$ I-tipo 6 QW ir $1077 \text{ A}/\text{cm}^2$ II-tipo 6 QW. Vertės yra palyginamos su literatūroje žinomomis vertėmis [7]. Lyginant su plačiai ištirtais I-tipo lazeriniais diodais užaugintais ant GaSb padėklo, kurie pasiekia $2.3 \mu\text{m}$ aukštesnėje nei kambario temperatūroje, slenkstinės srovės tankio vertės yra mažesnės nei $45 \text{ A}/\text{cm}^2/\text{QW}$ [19]. Slenkstinės srovės tankio vertės taip pat rodo mažą priklausomybę nuo bangos ilgio.

Lazerinio diodo stiprinimas randamas iš kvantinių duobių stiprinimo ir išlaikymo faktorių aktyvioje srityje, kuris yra apytiksliai proporcingas kvantinių duobių skaičiui. Todėl lazeriams su apibrėžtu

ilgiu, stiprinimas, kuris reikalingas norint pasiekti slenkstines tankio vertes, yra didinamas didinant kvantinių duobių skaičių. Eksperimentinių rezultatų II-tipo 2 QW ir 6 QW parametrai rodo priešingus rezultatus teoriniams. Slenkstinės srovės didėja didėjant kvantinių duobių skaičiui, net jei ir krūvininkų tankis kvantinėje duobėje mažėja. Tai rodo, kad duobės nėra užpildytos tinkamai, kai kurios duobės jau spinduliuoja, o kitos dar tik absorbuoja sugeneruotus fotonus, todėl ir reikalinga didesnė srovė pasiekti slenkstines vertes.

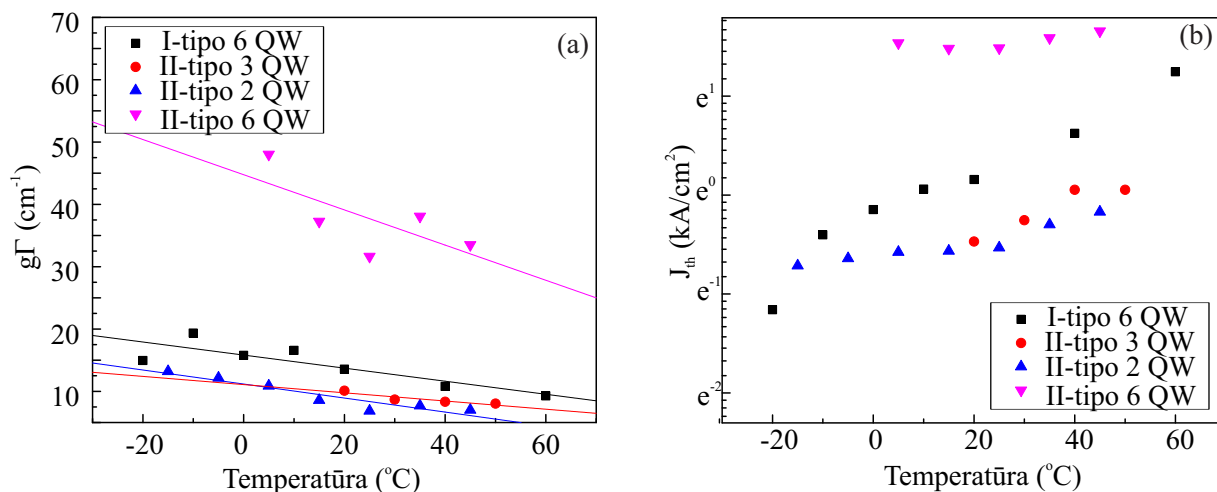
Stiprinimas yra proporcingas kvantinių duobių skaičiui. Esant dideliame kvantinių duobių skaičiui, atsiranda nuokrypiai. Tai gali būti paaiškinama dėl netolygaus duobės užpildymo. II-tipo ir I-tipo struktūrų stiprinimo koeficientai yra panašių verčių.

7.2 Temperatūrinė priklausomybė

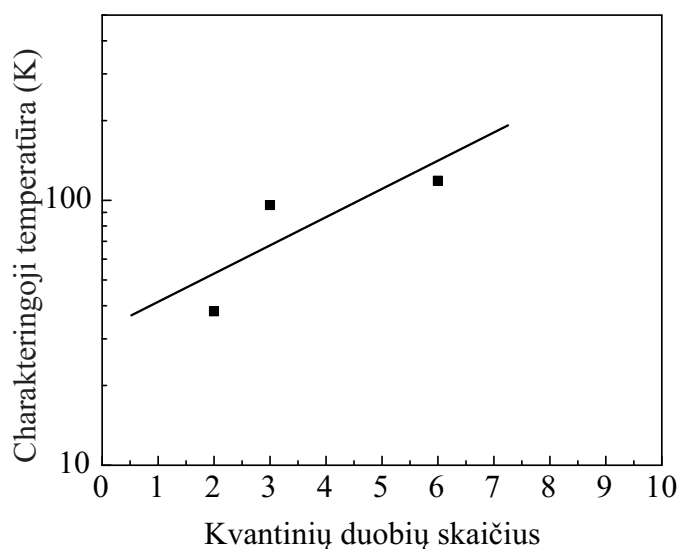
Pagrindiniai nuostoliai puslaidininkiniame lazeryje atsiranda dėl nespindulinių rekombinacijos mechanizmų, laisvųjų krūvininkų sugerties ar tarpjuostinės sugerties. Visi trys veiksniai stipriai priklauso nuo temperatūros. Nespindulinė rekombinacija taip pat priklauso nuo krūvininkų tankio. Tuose įtaisuose, kur krūvininkų tankis yra didelis esant mažam kvantinių duobių skaičiui, tikėtina, kad lazeriniai diodai stipriau priklausys nuo temperatūros, negu lazeriniuose dioduose, kur krūvininkų tankis duobėje yra mažesnis. Didinant temperatūrą, nuostoliai didėja ir sąlygoja didesnius slenkstines srovės tankius.

Grafike 35 (b) matome, kad didėjant temperatūrai, didėja slenkstinių srovių tankio vertės, nepriklausomai nuo aktyvios srities tipo ar kvantinių duobių skaičiaus. Yra trys pagrindinės priežastys, kodėl stebimas toks pokytis. Temperatūros pokytis padidina α_{tot} (lygtis (24)) nuostolius, temperatūra sumažina stiprinimą ir temperatūra padidina krūvininkų nutekėjimą į plakiruojančius sluoksnius. Atitinkamas reiškinys buvo stebėtas ir bandiniuose užaugintuose ant GaSb padėklo [20]. Kitas svarbus parametras, kuris literatūroje retai pristatomas, tai stiprinimo koeficiento priklausomybė nuo temperatūros. Grafike 35 (a) matome, kad didėjant temperatūrai, mažėja lazerinio diodo stiprinimo koeficientas, tai ypač matoma II-tipo 6 QW sandaroje. Kitose struktūrose nėra stebimas toks ryškus kitimas.

Charakteringa temperatūra yra pateikta grafike 36, kur jos kitimas aprašytas eksponentine priklausomybe. Lazeriniuose dioduose charakteringa temperatūra T_0 nėra konstanta, bet kintantis dydis priklauso nuo matavimų temperatūros. Intervale nuo -20° iki 18°C – $T_0 = 49\text{ K}$, kuri nukrenta iki $T_0 = 39\text{ K}$ intervale 18°C iki 55°C . Esant dar aukštesnėms temperatūroms $T_0 = 24\text{ K}$ [21]. Kintanti charakteringoji temperatūra yra dažnas reiškinys ilgabangiems lazeriams. Tai dažniausiai priskiriama nespinduliniams rekombinacijos mechanizmams, tuo tarpu, tai galėtų būti ir dėl silpno krūvininkų apribojimo [22–26].



Pav. 35. Stiprinimo priklausomybė nuo temperatūros (a), slenkstinių srovių tankių priklausomybė nuo temperatūros (b)



Pav. 36. Charakteringos temperatūros priklausomybė nuo kvantinių duobių skaičiaus.

7.3 Efektyvumas

Lazerinio diodo efektyvumas įvertinamas išoriniu diferenciniu kvantiniu našumu. Diferencinį kvantinį našumą galime gauti iš liksamperinės kreivės charakteristikų, įskaičiuojant ir nuskeltų veidrodžių nuostolius. Duomenys buvo matuoti impulsiniu režime. Lyginant su nuolatinės veikos matavimais, kurie iškreipia šias charakteristikas, turime mažesnę bandinio kaitinimą.

Efektyvumo apytikslės vertės apskaičiuotos II-tipo 2 QW ir 6 QW lazeriams 0,19 ir 0,41 atitinkamai. Maža vertė 2 QW gali būti paaiškinama dėl didelio taškų išsibarstymo liksamperinėje charakteristikoje. Siekiant tikslesnių ir patikimesnių rezultatų, reikalinga pagaminti daugiau lazerių.

Vidiniai nuostoliai, eksperimentiškai buvo gauti II-tipo 2 QW ir 6 QW lazeriams $0,7 \text{ cm}^{-1}$ ir $0,1 \text{ cm}^{-1}$ atitinkamai. Tai tik apytikslės vertės, dėl didelio taškų išsibarstymo. Teoriškai apskaičiuotų ir modeliuotų programų vidinių nuostolių vertės siekia $1,5 \text{ cm}^{-1}$. Atsižvelgiant į panašią juostinę

struktūrą, vertė neturėtų priklausyti nuo kvantinių duobių skaičiaus.

8 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Darbe buvo tirtos I ir II tipo QW aktyvios sritys suformuotos ant InP padėklo. Fotoluminescencijos ir fotoatspindžio aktyvių sričių tyrimai rodo, kad:

- kvantinėse I-tipo struktūrose 15 K – 300 K intervale stebimas PL maksimumo 70 meV poslinkis. PR analizė rodo, kad PL smailė ties 0,81 eV yra sąlygota juosta-juosta optinių šuolių. Keičiant žadinimo galią PL smailės padėtis nesikeičia, o pusplotis padidėja 1.5 karto;
- kvantinėse II-tipo struktūrose 3 K – 300 K intervale stebimas 60 meV poslinkis. PR analizė rodo, kad pagrindinė PL smailė ties 0,56 eV yra sąlygota eksitonų rekombinacijos. PL smailės padėtis nuo žadinimo intensyvumo dėl lokalizuotų būsenų pirmiausia patiria mėlynąjį, o didinant žadinimą – raudonąjį poslinkius;
- teoriniai II-tipo W formos kvantinių struktūrų banginių funkcijų skaičiavimai rodo, tokią pačią kaip ir I-tipo QW banginių funkcijų elgseną, sunkiųjų skylių banginė funkcija lokalizuota GaAsSb, o elektronų išplitusi visoje kvantinėje struktūroje.

Nustatyti pagrindiniai lazerinių diodų parametrai:

- slenkstinės srovės tankis, 402 A/cm² I-tipo 6 QW, 534 A/cm² 2 QW ir 1077 A/cm² 6 QW II-tipo;
- slenkstinės srovės tankis nepriklauso nuo bangos ilgio, tačiau stipriai priklauso nuo temperatūros (nepriklausomai nuo QW skaičiaus).

Lazerinių diodų II-tipo ant InP padėklo didžiausias stiprinimas ir mažiausias slenkstinės srovės tankis, normuojant į kvantinę duobę, pasiektas aktyvioje srityje su 2 QW.

Darbo rezultatų viešinimas

Pranešimai mokslinėse konferencijose

S. Paurazaitė, H. Schmeiduch, S. Sprengel and M. C. Amann, Therman analysis of InP-based type-II quantum well lasers, 59th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences Open Readings 2016 (Vilnius, 2016.03.15-18). Stendinis pranešimas (Vilnius University, 2016), p. 263. Stendinis pranešimas įvertintas kaip geriausias pranešimas puslaidininkių fizikos srityje.

Kitų tiriamų heterostrukūrų rezultatų viešinimas

Pranešimai mokslinėse konferencijose

1. **S. Paurazaitė**, E. Pozingytė, S. Miasojedovas, A. Rimkus, P. Ščajev, S. Tumėnas, R. Nedzinskas, L. Trinkler, B. Berzina, V. Korsaks, T. Yan, C. L. Chen, L. Chang, M. M.C. Chou, Krūvininkų dinamika m-ZnO/ZnMgO kvantinėse duobėse, užaugintose ant suderintos gardelės LiGaO₂ padėklo, 41-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, (Vilnius, 2015.06.17-19). Stendinis pranešimas (Vilnius, 2015), p. 262;
2. C.-Y. J. Lu, Y.-T. T. Tu, L. Trinkler, B. Berzina, V. Korsaks, P. Ščajev, S. Tumėnas, R. Nedzinskas, E. Pozingytė, A. Rimkus, **S. Paurazaitė**, U. Jahn, M.M.C. Chou, L. Chang, Growth and optical properties of rock-salt Zn_{1-x}Mg_xO epilayers on MgO (100) substrate, Functional Materials and Nanotechnologies (Vilnius, 2015.10.5-8). Stendinis pranešimas (Vilnius, 2015), p. 82;
3. E. Pozingytė, A. Rimkus, **S. Paurazaitė**, P. Ščajev, S. Tumėnas, R. Nedzinskas, L. Trinkler, B. Berzina, V. Korsaks, C.L. Chen, L.W. Chang, M.M.C. Chou, Temperature-dependent photoluminescence spectroscopy of nonpolar m-ZnO/ZnMgO quantum wells, grown on lattice-matched (100) LiGaO₂ substrate, Functional Materials and Nanotechnologies (Vilnius, 2015.10.5-8). Stendinis pranešimas (Vilnius, 2015), p. 122;
4. L. Trinkler, B. Berzina, V. Korsaks, P. Ščajev, S. Tumėnas, R. Nedzinskas, E. Pozingytė, A. Rimkus, **S. Paurazaitė**, Chun Yu. Lee, L.W. Chang, M.M.C. Chou, Optical and electrical properties of LiGaO₂ as lattice-matched substrate for ZnO thin films, Functional Materials and Nanotechnologies (Vilnius, 2015.10.5-8). Stendinis pranešimas (Vilnius, 2015), p. 182;
5. E. Pozingytė, **S. Paurazaitė**, A. Rimkus, S. Tumėnas, P. Ščajev, R. Nedzinskas Temperature-dependent Optical Response in Nonpolar m-ZnO/ZnMgO Quantum Wells, 17-th International Conference-School Advanced materials and technology (Palanga, 2015.08.27-31), stendinis pranešimas;
6. P. Ščajev, R. Nedzinskas, S. Tumėnas, A. Rimkus, E. Pozingytė, **S. Paurazaitė**, S. Miasojedovas, L. Trinkler, B. Berzina, V. Korsaks, C. L. Chen, L.W. Chang, M. M. C. Chou, Temperature- and excitation- dependent carrier recombination on m-ZnO/ZnMgO coupled quantum wells grown on a lattice-matched LiGaO₂ substrate, E-MRS 2015 FALL, Fall Meeting of the European Materials Research Society (Warsaw 2015.09.15-18), stendinis pranešimas;

Literatūros sąrašas

- [1] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, , R. O. Carlson, Coherent light emission from GaAs junctions, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366 (1962).
- [2] G. Boehm, M. Grau, O. Dier, K. Windrhorn, E. Ronneberg, J. Roskopf, R. S. R. Meyer, M. Ort-siefer, M. C. Amann, Growth of InAs-containing quantum wells for InP-based VCSELs emitting at 2.3 μm , *J. Cryst. Growth* **301**, 941 (2007).
- [3] S. Sprengel, A. Andrejew, K. Vizbaras, T. Gruendl, K. Greiger, G. Boehm, C. Grasse, M. C. Amann, Type-II InP-based lasers emitting at 2.55 μm , *Appl. Phys. Lett* **100**, 041109 (2012).
- [4] S. Sprengel, G. K. Veerabathran, A. Koeninger, G. Boehm, M. C. Amann, InP based type II heterostructures lasers for 2.7 μm wavelength, *Proc. Mid-IR Optoelectron. Mater. Devices* 21 (2014).
- [5] S. Sprengel, G. K. Veerabathran, A. Koeninger, G. Boehm, M. C. Amann, Continuous wave VCSEL at 2.5 μm with InP based types II quantum wells, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 15110 (2015).
- [6] J. Huang, L. J. Mawst, T. F. Kuech, X. Song, S. E. Babcock, C. S. Kim, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, A. L. Holmes, Design and characterization of strained InGaAs/GaAsSb type-II W quantum wells on InP substrates for mid-IR emission, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 025108 (2009).
- [7] S. Sprengel, G. K. Veerabathran, F. Federer, A. Andrejew, M. C. Amann, InP-based vertical-cavity surface emitting lasers with type-II quantum well, *IEEE Select. Top. Quantum Electron.* **21**, 1701309 (2015).
- [8] H. Lee, L. J. Olafsen, R. J. Menna, W. W. Bewley, R. U. Martinelli, I. Vurgaftman, D. Z. Gar-buzov, C. L. Felix, M. Maiorov, J. R. Meyer, J. C. Connollu, A. R. Sugg, G. H. Olsen, Room temperature type-II W quantum well diode laser with broadened waveguide emitting at $\lambda=3.30$ μm , *Electr. Lett.* **35**, 1743–1745 (1999).
- [9] I. Vurgaftman, W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, J. R. Lindle, C. D. Merritt, J. Abell, J. R. Meyer, Mid-IR type-II interband cascade lasers, *IEEE Select. Top. Quantum Ele-ctron.* **17**, 1435–1444 (2011).
- [10] J. R. Meyer, C. L. Felix, W. W. Bewley, I. Vurgaftnab, E. H. Aifer, Auger coefficients in type-II InAs/Ga_{1-x}In_xSb quantum wells, *Appl. Phys. Lett* **73**, 2857 (1988).
- [11] J. Misiewicz, R. Kudrawiec, Contactless electroreflectance spectroscopy of optical transitions in low dimensional semiconductor structures, *Opto-electron. Review* **20**, 101119 (2012).

- [12] W. M. Theis, G. Sanders, C. Leak, K. Bajaj, H. Morkoc., Excitonic transitions in $GaAs/Ga_xAl_{1-x}As$ quantum wells observed by photoreflectance spectroscopy: Comparison with a first-principles theory, *Phys. Rev. B* **37**, 3042 (1988).
- [13] D. A. Aspnes, Third-derivative modulation spectroscopy with low-field electroreflectance, *Surface Science* **37**, 418–442 (1973).
- [14] K. O'Donnell, X. Chen, Temperature dependence of semiconductor band gaps, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2924 (1991).
- [15] G. Raino, A. Salhi, V. Tasco, R. Intartaglia, R. Cingolani, Y. Rouillard, E. Tournie, M. D. Giorgi, Subpicosecond timescale carrier dynamics in GaInAsSb/AlGaAsSb double quantum wells emitting at 2.3 μm , *Appl. Phys. Lett* **92**, 101931 (2008).
- [16] M. Baranowski, M. Syperek, R. Kudrawiec, J. Misiewicz, J. A. Gupta, X. Wu, R. Wang, Carrier dynamics between delocalized and localized states in type-II GaAsSb/GaAs quantum wells, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 06190 (2011).
- [17] A. Ghosh, H. T. Grahn, Photoreflectance line shape of excitonic transitions analyzed with a re-defined set of fitting parameters, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 500 (2001).
- [18] Y. P. Varshni, Temperature dependence of the energy gap in semiconductors, *Physica* **34**, 149–154 (1967).
- [19] K. Lashani-Shirazi, K. Vizbaras, A. Bachmann, S. Arafin, M. C. Amann, Low-threshold strained quantum-well GaSb-based lasers emitting in the 2.5–2.7 μm , *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21**, 1106–1109 (2009).
- [20] S. Suchalkin, D. Westerfeld, D. Donetski, S. Luryi, G. Belenky, R. Martinelli, I. Vurgaftman, J. Meyer, Optical gain and loss in 3 μm diode W quantum-well lasers, *Appl. Phys. Lett* **80**, 2833 (2002).
- [21] S. Sprengel, C. Grasee, P. Wiecha, A. Andrejew, T. Gruendl, G. Boehm, R. Meyer, , M. C. Amann, Inp-based type-II quantum well lasers and LEDs, *IEEE Select. Top. Quantum Electron.* (2013).
- [22] K. Vizbaras, M. C. Amann, Room temperature 3.73 μm GaSb based type I quantum well structures with quaternary barriers, *Semicond. Sci. Technol* **27**, 032001 (2001).
- [23] Y. G. et al., 2.4 μm InP-based antimony-free triangular quantum well lasers in continuous-wave operation above room temperature, *Appl. Phys. Lett.* **7**, 032701 (2014).
- [24] Y. Wei, J. S. Gustavsson, M. Sadeghi, S. Wang, A. Larsson, Uncooled 2.5 Gb/s operation 1.3 μm GaInAs DQW lasers over a wide temperature range, *Opt. Exp* **14**, 2753–2759 (2006).

- [25] N. Tansu, L. J. Mawst, The role of hole leakage in 1300-nm InGaAsN quantum-well lasers, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1500–1502 (2003).
- [26] R. F. et al., A quantitative study of radiative, Auger and defect related recombination processes in 1.3 μm GaInAs-based quantum well lasers, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, 801–810 (2002).

Santrauka

I ir II tipo kvantinės struktūros ant InP padėklo

Simona Paurazaitė

Šiame darbe pateikiami I ir II-tipo kvantinių duobių (QW) struktūrų, užaugintų ant InP padėklo, optiniai tyrimai ir pagrindinių puslaidininkinio lazerinio diodo charakteristikų tyrimai. Kvantinėse I-tipo struktūrose valentinės juostos maksimumas yra virš laidumo juostos minimumo, tuo tarpu, II-tipo QW struktūrose, juostų ekstremumai paslinkti vienas kito atžvilgiu auginimo kryptimi. Optiniai matavimai atlikti bekontaktėmis neardančiomis fotoluminescencijos (PL) ir fotoatspindžio (PR) metodikomis Puslaidininkių optikos laboratorijoje, FTMC.

Buvo tirtos kvantinės struktūros, užaugintos ant InP padėklo, kur I-tipo aktyvią sritį sudaro šešios QW $\text{Al}_{0,27}\text{Ga}_{0,2}\text{In}_{0,53}\text{As}$ / $\text{Al}_{0,09}\text{Ga}_{0,2}\text{In}_{0,71}\text{As}$ su elektronus blokuojančiu AlInAs sluoksniu, o II-tipo sudaro 6 W-formos QW, kurių kiekviena susideda iš 2,9 nm $\text{GaAs}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$ skylių QW, apsuotos dviem 2,6 nm $\text{Ga}_{0,32}\text{In}_{0,68}\text{As}$ sluoksniais, suformuojant barjerą elektronų. Struktūros atskirtos 9 nm $\text{GaAs}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$ sluoksniu. Optiniuose matavimuose bandiniai buvo žadinami 532 nm puslaidininkiniu lazeriu ir stebint optinį atsaką nuo temperatūros ir intensyvumo. Atlikti, vienai iš struktūrų, teoriniai banginių funkcijų skaičiavimai, kas leidžia nustatyti jų persiklojimo integralą, kas atitinka šuolio tikimybę, matricinius elementus.

Kvantinėse I-tipo struktūrose 15 K – 300 K intervale stebimas PL maksimumo 70 meV poslinkis, keičiant žadinimo galią PL smailės padėtis nesikeičia, o pusplotis padidėja 1,5 karto. Atlikus PR tyrimus nustatyta, kad pagrindinė PL smailė yra sąlygota juosta-juosta optinių šuolių. Kvantinėse II-tipo struktūrose 3 K – 300 K intervale stebimas 60 meV poslinkis, o PL smailės padėtis nuo žadinimo intensyvumo dėl lokalizuotų būsenų pirmiausia patiria mėlynąjį, o didinat žadinimą – raudonąjį poslinkius. PR duomenų analizė parodė, kad pagrindinė PL smailė II-tipo QW struktūrose, kitaip nei I-tipo struktūrose, yra sąlygota eksitonų rekombinacijos. Teoriniai II-tipo W formos kvantinių struktūrų banginių funkcijų skaičiavimai rodo, tokią pačią kaip ir I-tipo QW banginių funkcijų elgseną, sunkiųjų skylių banginė funkcija lokalizuota GaAsSb, o elektronų išplitusi visoje aktyvioje srityje.

Lazerinių struktūrų auginimas ir charakterizavimas atlikti profesinės praktikos metu prof. Amman grupėje Miunchene, Vokietijoje. Atliekant eilę technologinių procesų: optinė litografija, cheminis paruošimas, ėsdinimas, galvanizacija ir t.t., galime pagaminti kokybišką lazerinį diodą. Slenkstinių srovių charakteristikos buvo matuotos 15°C temperatūroje impulsiniu režimu, kur impulso plotis 2 μs ir dažnis 250 Hz. Nustatyti lazerinių diodų slenkstinių srovių tankiai, 402 A/cm^2 I-tipo 6 QW, 534 A/cm^2 2 QW ir 1077 A/cm^2 6 QW II-tipo. Slenkstinės srovės tankis nepriklauso nuo bangos ilgio, tačiau stipriai priklauso nuo temperatūros (nepriklausomai nuo QW skaičiaus). Lazerinių diodų II-tipo ant InP padėklo didžiausias stiprinimas ir mažiausias slenkstinės srovės tankis, normuojant į kvantinę duobę, pasiektas aktyvioje srityje su 2 QW. Efektyvumo apytikslės vertės apskaičiuotos II-tipo 2 QW ir 6 QW lazeriams 0,19 ir 0,41 atitinkamai.

Summary

Type I and II quantum structures on InP substrate

Simona Paurazaitè

In this work we present an optical investigation of type-I and type-II active regions of semiconductor laser diodes grown on InP substrate. In type-I quantum well (QW) structure, the bottom of conduction band is above the top of the valance band. In type-II QW conduction and valance bands are shifted in growth direction. Optical measurements were performed by photoluminescence (PL) and photoreflection (PR) techniques in Semiconductor Optic Laboratory, FTMC.

Type-I active region consist of six $\text{Al}_{0,27}\text{Ga}_{0,2}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Al}_{0,09}\text{Ga}_{0,2}\text{In}_{0,71}\text{As}$ QW and including electron confinement AlInAs layer. Type-II active region consist of six W-shape 2,9 nm $\text{GaAs}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$ QW for holes surrounded by two 2,6 nm $\text{Ga}_{0,32}\text{In}_{0,68}\text{As}$ layers which forms QW to electrons. Structures separated with 9 nm $\text{GaAs}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$ layer. During optical measurements samples were excited by 532 nm wavelength semiconductor laser and optical response investigated while changing the temperature and intensity.

In type-I quantum structures observed 70 meV PL shift changing temperature from 15 K to 300 K. Changing excitation power the PL peak remained at the same position, 0,81 eV, while FWHM became 1,5 time wider. Analysis of PR data showed that the main PL peak is caused by band-band optical transition. In type-II quantum structures showed similar shift of 60 meV in range 3 – 300 K. Position of PL peak in type-II QW depends on excitation intensity, firstly due to localized states observed blue shift and at higher intensities – red shift. PR analysis showed that the main PL peak is caused by exciton recombination. Theoretical simulations of type-II W-shape quantum structures wave functions showed the same behavior as for type-I QW. Wave function of heavy holes is localized in GaAsSb , while electron wave function is extended throughout all the active region.

Growth and characterization of laser structures were performed in prof. Amman group Munich, Germany during the internship. On purpose to fabricate high quality laser diode it is necessary accomplish order of technology processes: optical lithography, chemical preparation, etching, galvanization and etc. Threshold current characteristics were measured at 15°C temperature by impulse regime where impulse was 2 μs and 250 Hz. Measured laser diode threshold current densities were 402 A/cm^2 for type-I six QW, 534 A/cm^2 2 for two QW and 1077 A/cm^2 for six QW type-II structure. Threshold current density depends on temperature, independently from number of QW. Dependence on wavelength was not observed. Type-II laser diode grown on InP substrate maximum gain and the smallest threshold current density normalizing to QW achieved in active region with 2 QW. Approximate (for the huge amount of scattered points) efficiency values calculated for type-II two QW and six QW lasers are 0,19 and 0,41, respectively.