

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Vytautas
JAKŠTAS

Kompaktiški AlGa_N/Ga_N
heterosandūriniai terahercinės
spinduliuotės šaltiniai ir jutikliai

DAKTARO DISERTACIJA

Fiziniai mokslai,
fizika 02 P

VILNIUS 2018 – Vydūno metai

Disertacija rengta 2013-2017 metais Fizinių ir technologijos mokslų centre.

Mokslinis vadovas:

dr. Irmantas Kašalynas (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika – 02 P)

Birutei Kriščiūnienei (1951-2014) ir
Egidijui Adomaičiui

Gerai mokytojai išugdo gerus mokinius.
Michailas Ostrogradskis

TURINYS

SANTRUMPOS	7
ĮVADAS.....	9
1. LITERATŪROS APŽVALGA.....	19
1.1. Galio nitrido savybės.....	19
1.2. Padėklų parinkimas	21
1.3. Heterostruktūros sandara ir auginimas	22
1.4. Defektų užaugintuose sluoksniuose mažinimas	24
1.5. Plazmonai dvimatėse elektronų dujose.....	26
2. BANDINIŲ GAMYBOS TECHNOLOGIJA	29
2.1. AlGaIn/GaN heterostruktūros	29
2.2. Standartinė UV fotolitografija	32
2.3. Fotošablonai	34
2.4. Metalinių kontaktų formavimas	35
2.5. Mezos formavimas	37
2.6. Bandiniai	38
2.7. Skyriaus apibendrinimas	39
3. BANDINIŲ CHARAKTERIZAVIMAS	40
3.1. Ominiai kontaktai	40
3.2. Šotkio kontaktai.....	42
3.3. 2DEG charakterizavimas.....	45
3.4. Supergardelės įtaka AlGaIn/GaN heterostruktūrų elektriniams parametrams.....	48
3.5. Didelio elektronų judrio tranzistoriai	51
3.6. Skyriaus apibendrinimas	54
4. THz SPINDULIUOTĖS DETEKCIJA	56
4.1. THz spinduliuotės detekcija naudojant HEMT	56
4.2. THz spinduliuotės detekcija naudojant „peteliškės“ tipo diodus	58

4.3. Skyriaus apibendrinimas	60
5. THZ SPINDULIAVIMAS IŠ DIDELIO PLOTO HEMT SU METALINE GARDELE	61
5.1. Eksperimento aprašymas	61
5.2. Juodo kūno spinduliavimo modelis	63
5.3. Plazmoniniai spinduliai	64
5.4. Šiluma ir DC įtampa žadinamų plazmoninių spindulių THz spinduliavimas	67
5.5. Elektros impulsais žadinamų plazmoninių spindulių THz spinduliavimas	72
5.6. Skyriaus apibendrinimas	78
6. THZ ELEKTROLIUMINESCENCIJA IŠ SEKLIJŲ PRIEMAIŠŲ	80
6.1. HEMT struktūros ant Al ₂ O ₃ padėklo	80
6.2. HEMT struktūra ant SiC padėklo	85
6.3. Skyriaus apibendrinimas	88
PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS	89
PRIEDAS	92
CITUOJAMOS LITERATŪROS SĄRAŠAS	94
PADĖKA.....	107

SANTRUMPOS

2DEG	dvimatės elektronų dujos, angl. <i>two-dimensional electron gas</i>
AFM	atominių jėgų mikroskopas, angl. <i>atomic force microscope</i>
BB	juodas kūnas, angl. <i>black-body</i>
FOM	kokybės parametras, angl. <i>figure of merit</i>
BS	pluošto daliklis, angl. <i>beam splitter</i>
BT	„peteliškės“ tipo (diodas), angl. <i>bow-tie (diode)</i>
C-V	voltfaradinė (charakteristika)
CTE	šiluminio plėtimosi koeficientas, angl. <i>coefficient of thermal expansion</i>
CTLM	apskritiminės perdavimo linijos metodas, angl. <i>circular transmission line method</i>
DC	nuolatinė srovė, angl. <i>direct current</i>
DOP	polarizacijos laipsnis, angl. <i>degree of polarization</i>
DU	veikimo ciklas, angl. <i>duty cycle</i>
EL	elektrinis laukas
ELOG	epitaksinis šoninis peraugimas, angl. <i>epitaxial lateral over-growth</i>
FET	lauko tranzistorius, angl. <i>field-effect transistor</i>
FF	užpildos faktorius, angl. <i>filling factor</i>
FFT	sparčioji Furjė transformacija, angl. <i>fast Fourier transform</i>
FTIR	infraraudonosios srities Furjė spektroskopija, angl. <i>Fourier-transform infrared spectroscopy</i>
HEMT	didelio elektronų judrio tranzistorius, angl. <i>high-electron-mobility transistor</i>
HR-GaN	didžiavaržis GaN, angl. <i>high-resistivity GaN</i>
HVPE	hidridų garų fazės epitaksija, angl. <i>hydride vapour phase epitaxy</i>
ICP-RIE	indukciškai surištos plazmos RIE, angl. <i>inductively coupled plasma RIE</i>
I-V	voltamperinė (charakteristika)
LC	gardelės konstanta, angl. <i>lattice constant</i>
LT-GaN	žematemperatūrinis GaN, angl. <i>low-temperature GaN</i>
MBE	molekulinio pluošto epitaksija, angl. <i>molecular beam epitaxy</i>
MOCVD	metalorganinis nusodinimas iš garų fazės, angl. <i>metalorganic chemical vapour deposition</i>
MOS	metalo, oksido ir puslaidininkio (struktūra), angl. <i>metal-oxide-semiconductor (structure)</i>

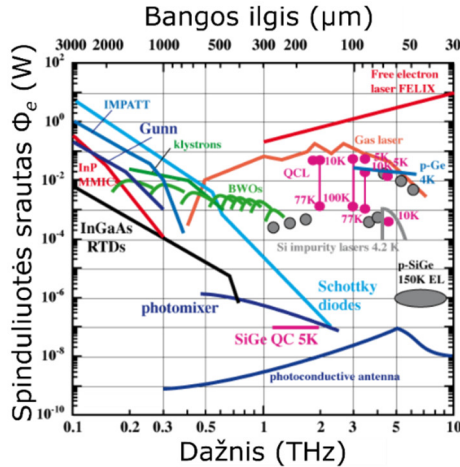
NEP	ekvivalentinė triukšmo galia, angl. <i>noise equivalent power</i>
OAP	neašinis parabolinis (veidrodis), angl. <i>off-axis parabolic (mirror)</i>
RIE	reaktyvusis joninis ėsdinimas, angl. <i>reactive ion etching</i>
RMS	vidutinis kvadratinis nuokrypis, angl. <i>root mean square</i>
RT	kambario (aplinkos) temperatūra, angl. <i>room temperature</i>
RTA	spartus šiluminis atkaitinimas, angl. <i>rapid thermal annealing</i>
SD	Šotkio diodas, angl. <i>Shottky diode</i>
SEM	skenuojantis elektronų mikroskopas, angl. <i>scanning electron microscope</i>
SI-SiC	pusiau izoliuojantis SiC, angl. <i>semi-insulating SiC</i>
SIMS	antrinių jonų masės spektroskopija, angl. <i>secondary ion mass spectroscopy</i>
SL	supergardelė, angl. <i>superlattice</i>
TD	siūlinės dislokacijos, angl. <i>threading dislocations</i>
TDD	siūlinių dislokacijų tankis, angl. <i>threading dislocation density</i>
TEM	elektronų pralaidumo mikroskopija, angl. <i>transmission electron microscopy</i>
THz	terahercai, terahercinis dažnis
UID-GaN	nelegiruotas GaN, angl. <i>unintentionally-doped GaN</i>
UV	ultravioletinė spinduliuotė
XRD	rentgeno spindulių difrakcija, angl. <i>X ray diffraction</i>

ĮVADAS

Terahercinio (THz) dažnio spinduliuote dažniausiai laikomi elektromagnetiniai virpesiai, kurių dažniai yra tarp 0,1 THz ir 15 THz (atitinkami bangos ilgiai tarp 3 mm ir 20 μm , o bangos skaičiai – maždaug tarp 3,3 cm^{-1} ir 500 cm^{-1}). Šis ruožas yra įsiterpęs tarp mikrobangų bei infraraudonųjų spindulių ir žymi ribą tarp klasikiniiais krūvininkų pernašos dėsniais paremtos elektronikos bei kvantinės mechanikos principais aprašomos fotonikos [1]. Žvelgiant iš elektronikos pusės, THz dažnis yra per aukštas, kad krūvininkai spėtų į jį reaguoti. O žvelgiant iš fotonikos pusės, šis dažnis yra per žemas, kad būtų galima efektyviai valdyti elektronų perėjimus tarp lygmenų, ypač kambario temperatūroje (angl. *room temperature*, RT). Taigi, kuriant THz dažnyje veikiančius prietaisus, tenka ieškoti netradicinių sprendimų, leidžiančių panaudoti tiek elektronikos, tiek ir fotonikos sričių privalumus.

THz spinduliuotės taikymai taip pat yra netradiciniai ir apima įvairias sritis: spektroskopiją, vaizdinimą, mikroskopiją, mediciną, kosmoso tyrinėjimus, saugumo sistemas, ryšius, metrologiją [2]. Daugumoje šių taikymų yra naudojamos įvairios THz vaizdinimo sistemos. Vienas iš svarbiausių THz vaizdinimo sistemos elementų yra THz spinduliuotės šaltinis, generuojantis monochromatinę tam tikro dažnio arba plataus spektro spinduliuotę. Iki maždaug 1950 metų bene vieninteliai THz spinduliuotės šaltiniai buvo šiluminiai [3]. Vienas iš jų – globalu vadinamas SiC strypelis [4] – iki šiol yra naudojamas prekiniuose spektrometruose [5]. Tačiau šiluminiu spinduliavimu paremtas įkaitintas strypelis negalėjo patenkinti augančių mokslininkų ir inžinierių poreikių, todėl vėlesniais metais buvo sukurta daugybė THz spinduliuotės šaltinių, paremtų įvairiais kitais fizikiniais reiškiniais: dažnio daugintuvai (aukštesnio dažnio generavimas Šotkio dioduose [6] arba varaktoriuose [7]), dujiniai lazeriai (elektronų šuoliai tarp virpesinių molekulių lygmenų [8]), dažnio konversijos lazeriai (optinis lyginimas [9] arba skirtuminio dažnio generacija netiesinėje terpėje [10]), fotomaišymas (optiniai mušimai lazeriu sužadintuose krūvininkuose [11]), paviršiniai spinduliai (puslaidininkio paviršiuje [12] arba heterostrukčiūroje [13] lazeriu sužadintų krūvininkų spinduliavimas), kvantiniai kaskadiniai lazeriai (elektronų šuoliai tarp kvantinių lygmenų heterostrukčiūrose [14]), laisvųjų elektronų lazeriai, atgalinės bangos osciliatoriai, klistronai (spinduliavimas iš vakuume įgreitintų laisvų elektronų [15], [16], [17]), griūtiniai lėkio (IMPATT) diodai [18], elektronų pernašos (Gunn) diodai [19] (griūtinis pramušimas arba elektronų šuoliai neigiamą diferencialinę varžą

turinčiuose puslaidininkių dariniuose) ir kiti. Kai kurių THz šaltinių spinduliuotės srautas Φ_e , dažnių ruožas bei ribinė darbo temperatūra pateikiami 0.1 pav. Iš pateiktų kreivių matyti, kad elektroninių šaltinių spinduliuotės srautas mažėja didėjant dažniui, o fotonikos šaltinių – mažėja žemėjant dažniui.



0.1 pav. Kai kurių THz šaltinių spinduliuotės sruto priklausomybė nuo dažnio ir bangos ilgio [20].

Dauguma išvardintų THz spinduliuotės šaltinių puikiai tinka tyrimams laboratorijoje [2], tačiau sunkiai pritaikomi buityje arba paslaugų sektoriuje, nes yra didelių matmenų, reikalauja šaldymo iki skysto azoto ar net skysto helio temperatūrų arba daug kainuoja. Norint plačiai pritaikyti THz spinduliuotę, būtini kompaktiški, kambario temperatūroje veikiantys, derinamo dažnio elektriniai THz spinduliuotės šaltiniai. Šiuos reikalavimus lengviausiai galėtų patenkinti kietojo kūno THz prietaisai, tokie kaip p tipo Ge lazeriai [21], sekliųjų priemaišų spinduliai [22], [23], SiC p-n sandūros [24].

1977 metais buvo pastebėta, kad Si metalo, oksido ir puslaidininkio struktūros (angl. *metal-oxide-semiconductor*, MOS) inversiniame sluoksnyje esančiame dvimačių elektronų dujų (angl. *two-dimentional electron gas*, 2DEG) kanale galima sužadinti plazmines bangas [25]. Plazminių bangų svyravimai vyksta THz dažnių ruože, todėl šis efektas galėtų būti panaudojamas naujo tipo THz plačiajuosčiuose bei rezonansiniuose jutikliuose, maišytuvuose, dažnio daugintuvuose, spinduliuose [26]. Plazminiais reiškinių paremti elektronikos prietaisai galėtų veikti daug

didesniais dažniais nei įprasti elektronų pernaša parenti prietaisai, nes plazminės bangos sklinda daug greičiau nei elektronai [27].

Plazminių bangų sužadavimo ir spinduliavimo mechanizmai gali būti suskirstyti į dvi grupes – nekoherentinį ir koherentinį [28]. Nekoherentinis mechanizmas yra siejamas su plačiajuosčių nerezonansinių plazmonų sužadimu karštaisiais elektronais. Pirmą kartą tokių plazmonų spinduliavimas buvo stebėtas 1980 m. Si MOS darinyje [29]. Koherentinis mechanizmas, parentas balistiniu krūvininkų judėjimu ir plazminių bangų nestabilumais, buvo teoriškai numatytas 1993 metais [30]. Teigta, jog plazminiai nestabilumai, sužadinti didelio elektronų judrio tranzistoriaus (angl. *high-electron-mobility transistor*, HEMT) 2DEG kanale, gali būti panaudoti THz spinduliuotei generuoti.

Dėl jau minėtų plačių THz spinduliuotės pritaikymo galimybių, pradėjo plėtotis medžiagų ir prietaisų tyrimai siekiant pagaminti kompaktiškus, kambario temperatūroje veikiančius, derinamo dažnio elektrinius plazmoninius THz spinduolius. Viena iš perspektyviausių medžiagų – tai IIIA grupės elementų nitridai, turintys unikalias fizines ir chemines savybes ir milžinišką potencialą elektronikos komponentų plėtros srityje.

Minėtoms realaus laiko THz vaizdinimo sistemoms svarbūs yra ne tik šaltiniai, bet ir kompaktiški bei spartūs jutikliai. Tokių jutiklių pavyzdžiai yra „peteliškės“ tipo (angl. *bow-tie*, BT) diodai [31], lauko tranzistoriai (angl. *field-effect transistor*, FET) su nanometriniu ilgio užtūros kontaktu bei specialiomis plačiajuostėmis [32] arba siaurajuostėmis [33] integruotomis THz antenomis, bolometrai. Pastarieji pasižymi didžiausiu jautriu (iki 1000 V/W) bei mažiausiomis ekvivalentinėmis triukšmo galios (angl. *noise equivalent power*, *NEP*) vertėmis (iki 5 pW/√Hz) [34], tačiau itin sudėtinga gamyba lemia didelę jų kainą. FET taip pat pasižymi mažomis *NEP* vertėmis, siekiančiomis iki 42 pW/√Hz [35], tačiau šie jutikliai yra labai jautrūs elektrostatiniam krūviui. InGaAs BT diodų parametrai atsilieka nuo FET ir bolometrų (jautris iki 10 V/W, *NEP* iki 4 nW/√Hz [36], [37]), tačiau paprasta gamyba ir mechaninis patvarumas leidžia juos panaudoti esant sudėtingoms aplinkos sąlygoms [31].

Darbo tikslas ir uždaviniai

Kompaktiškų ir efektyvių THz spinduliuotės šaltinių bei jutiklių kūrimo iššūkis kaip tik ir yra nagrinėjamas šiame darbe, kurio **tikslas** – iš AlGaIn/GaN heterostrukturų pagaminti didelio elektronų judrio tranzistorius bei „peteliškės“ tipo diodus ir ištirti jų tinkamumą THz spinduliuotei generuoti bei detektuoti. Siekiant šio tikslo buvo suformuluoti tokie **uždaviniai**:

1. Optimizuoti ominių ir Šotkio kontaktų gamybą fotolitografijos būdu ant įvairių AlGaIn/GaN heterostrukturų, užaugintų metalorganinio nusodinimo iš garų fazės (angl. *metalorganic chemical vapour deposition*, MOCVD) metodu.
2. Suprojektuoti ir iš užaugintų AlGaIn/GaN heterostrukturų pagaminti didelio elektronų judrio tranzistoriaus veikimu paremtus THz spinduolius su didelio ploto gardelės tipo užtūros elektrodu bei „peteliškės“ tipo jutiklius.
3. Išmatuoti spinduolių spektrus 1,5 THz – 13,5 THz dažnių ruože (50 cm^{-1} – 450 cm^{-1}) kambario ir žemose temperatūrose bei ištirti spektrų priklausomybę nuo žadinimo būdo.
4. Įvertinti THz spinduolių spinduliuojamą srautą bei tinkamumą THz spinduliuotei generuoti.
5. Įvertinti AlGaIn/GaN „peteliškės“ tipo diodų bei specialiai detekcijai nepritaikytų HEMT, veikiančių jutiklio režimu, parametrus.

Darbo naujumas

- Lietuvoje (Fizinių ir technologijos mokslų centre) sukurta ir įdiegta nauja ominių ir Šotkio kontaktų gamybos technologija, tinkama elektronikos komponentams iš AlGaIn/GaN heterostrukturų gaminti.
- Parodyta, kad siekiant sutrumpinti bei atpiginti AlGaIn/GaN Šotkio diodų (SD) ir didelio elektronų judrio tranzistorių (HEMT) gamybą, gali būti naudojami tik du standartinės UV fotolitografijos etapai, kurių metu suformuojami ominiai bei Šotkio kontaktai. Tokiu būdu pagamintų komponentų elektriniai parametrai yra palyginami su prekinių AlGaIn/GaN komponentų parametrais.
- Iš AlGaIn/GaN heterostrukturų pagaminti „peteliškės“ (BT) tipo diodai, kurių jautris 0,3 THz dažnio spinduliuotei siekė iki 12 V/W ir yra palyginamas su iki šiol jautriausiu InGaAs BT diodų jautriu, o ekvivalentinė triukšmo galia, siekusi iki $0,45 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$, yra bent viena eile mažesnė.

- Panaudojant tik du standartinės UV fotolitografijos etapus, sukurti AlGaIn/GaN HEMT, kurių jautris 0,3 THz dažnio spinduliui ir ekvivalentinė triukšmo galia atitinkamai siekė iki 2,6 V/W ir 0,60 nW/ $\sqrt{\text{Hz}}$.
- Išmatuotas AlGaIn/GaN HEMT struktūros, turinčios didelio ploto metalinę gardelę, kalibruotas spinduliavimo spektras, iš kurio įvertintas neekranuotų plazmonų smailės plotis pusiniame aukštyje siekė 52,5 cm^{-1} , kokybės faktorius – apie 3,2, spinduliuotės srautas – iki 940 nW, o spindulinis našumas – iki $35 \cdot 10^{-9}$.
- Nustatyta, kad, norint padidinti dėl plazmonų skilimo iš AlGaIn/GaN HEMT struktūros, turinčios didelio ploto metalinę gardelę, išvedamos THz spinduliuotės spindulinį našumą, reikia šaldyti bandinį, žadinti jį iki 0,1 W arba 0,3 W vidutinės galios elektriniais impulsais, kai AlGaIn/GaN užauginta ant, atitinkamai, Al_2O_3 arba SiC padėklo, ir sumažinti liekamųjų silicio bei deguonies priemaišų kiekį, kuris tirtuose bandiniuose buvo apie 10^{17} cm^{-3} .
- Pademonstruota galimybė tirti AlGaIn/GaN heterostruktūrose esančias sekliąsias priemaišas, matuojant dėl elektronų šuolių tarp priemaišų lygmenų atsirandančios elektroliuminescencijos spektrus dažnių ruože nuo 3 THz iki 13,5 THz ($100 - 450 \text{ cm}^{-1}$) 110 K temperatūroje.

Ginamieji teiginiai

1. AlGaIn/GaN Šotkio diodus ir didelio elektronų judrio tranzistorius, kurių elektriniai parametrai yra palyginami su prekinių komponentų parametrais, galima gaminti naudojant tik du UV fotolitografijos etapus, kurių metu suformuojami ominiai ir Šotkio kontaktai.
2. AlGaIn/GaN heterosandūra su dvimatėmis elektronų dujomis yra tinkama gaminti jautrius „peteliškės“ tipo diodinius bei didelio elektronų judrio tranzistorinius THz dažnių juostos jutiklius.
3. Elektriškai sužadintų neekranuotų plazmonų AlGaIn/GaN heterosandūroje, turinčioje metalinės gardelės užtūros elektrodą, spinduliavimas THz dažnių ruože yra palyginamas arba mažesnis nei bandinio šiluminis spinduliavimas bei sekliųjų priemaišų elektroliuminescencija.
4. Trumpais elektriniais impulsais žadinami elektroliuminescencijos spektrai THz dažnių ruože leidžia tirti su sekliomis priemaišomis susijusius elektronų šuolius AlGaIn/GaN didelio elektronų judrio tranzistoriniuose dariniuose 110 K temperatūroje.

Disertacijos planas

Disertacija yra sudaryta iš įvado, šešių skyrių ir apibendrinimo. Įvade apibrėžiamas disertacijos temos aktualumas ir pagrindžiama tiriamoji problema, pristatomas darbo tikslas ir uždaviniai bei naujumas, pateikti ginamieji disertacijos teiginiai, autoriaus indėlis bei publikacijų sąrašas. Pirmajame skyriuje apžvelgiami svarbiausi literatūros šaltiniai bei atlikti tyrimai disertacijos tema. Antrajame disertacijos skyriuje aprašoma bandinių gamybos technologija, o trečiajame – pagamintų bandinių charakterizavimo metodika bei rezultatai. Ketvirtajame skyriuje pateikiamas THz spinduliuotės detekcijos tyrimas panaudojant pagamintus elektronikos komponentus – HEMT ir „peteliškės“ tipo diodus. Penktasis skyrius yra skirtas spektriniam spinduliavimui iš THz spindulių tyrimams, o paskutiniajame skyriuje pateikiama sekliųjų priemaišų elektroluminescencijos analizė. Disertacijos pabaigoje apibendrinami gauti rezultatai ir išvados bei pateikiamas cituotos literatūros sąrašas.

Autoriaus indėlis

Disertacijos autorius suprojektavo UV fotolitografijai skirtus fotošablonus bei savarankiškai atliko daugumą fotolitografijos procesų, reikalingų gaminant bandinius. Taip pat reikšmingai prisidėjo optimizuojant spektrometrą THz spindulių tyrimams bei savarankiškai atliko daugumą elektrinių bei spektrinių matavimų. Be to, įnešė svarų indėlį analizuojant eksperimentinius rezultatus bei drauge su bendraautoriais rengiant publikacijas ir konferencijų pranešimus. Dalį pranešimų konferencijose autorius pristatė pats.

Publikacijų sąrašas

Publikacijos disertacijos tema ISI žurnaluose:

- [P1] **V. Jakštas**, J. Jorudas, V. Janonis, L. Minkevičius, I. Kašalynas, P. Prystawko, M. Leszczyński, Development of AlGaIn/GaN/SiC high-electron-mobility transistors for THz detection, *Lith. J. Phys.* **58**(2), 188-193 (2018).
- [P2] I. Grigelionis, **V. Jakštas**, V. Janonis, I. Kašalynas, P. Prystawko, P. Kruszewski, and M. Leszczyński, Terahertz Electroluminescence of Shallow Impurities in AlGaIn/GaN Heterostructures at Temperatures above 80 K, *Phys. status solidi B* **225**, 1700421 (2018).
- [P3] **V. Jakštas**, I. Grigelionis, V. Janonis, G. Valušis, I. Kašalynas, G. Seniutinas, S. Juodkasis, P. Prystawko, and M. Leszczyński,

Electrically driven terahertz radiation of 2DEG plasmons in AlGa_N/Ga_N structures at 110 K temperature, Appl. Phys. Lett. **110**(20), 202101 (2017).

- [P4] **V. Jakštas**, I. Kašalynas, I. Šimkienė, V. Strazdienė, P. Prystawko, M. Leszczynski, Schottky diodes and high electron mobility transistors of 2DEG AlGa_N/Ga_N structures on sapphire substrate, Lith. J. Phys. **54**(4), 227-232 (2014).

Publikacijos disertacijos tema konferencijų darbuose:

- [P5] **V. Jakštas**, V. Janonis, R. Venckevičius, L. Minkevičius, G. Valušis, I. Kašalynas, P. Prystawko, A. Nowakowska-Siwinska, and R. Jachymek, Development of the terahertz bow-tie diodes of AlGa_N/Ga_N-heterostructures with high mobility 2DEG, 2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), (2017).
- [P6] I. Kašalynas, R. Venckevičius, **V. Jakštas**, V. Janonis, J. Laužadis, G. Seniutinas, E. Širmulis, G. Valušis, K. Požela, S. Juodkasis, P. Prystawko, M. Leszczyński, THz emission from grating-coupled AlGa_N/Ga_N heterostructures: comparison between plasmonic and thermal emission, 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), (2015).
- [P7] **V. Jakštas**, V. Janonis, A. Bičiūnas, R. Aleksiejūnas, A. Kadys, T. Malinauskas, I. Kašalynas, Impact of a superlattice on electrical properties of AlGa_N/Ga_N/sapphire 2DEG structures, J. Phys. Conf. Ser. **647**, 012055 (2015).
- [P8] I. Kašalynas, R. Venckevičius, J. Laužadis, **V. Jakštas**, E. Širmulis, K. Požela, G. Valušis, Efficient THz emission from the grating coupled AlGa_N/Ga_N heterostructure on sapphire substrate, J. Phys. Conf. Ser. **647**, 012005 (2015).

Konferencijų pranešimai disertacijos tema:

- [K1] I. Grigelionis, **V. Jakštas**, V. Janonis, I. Kašalynas, G. Seniutinas, S. Juodkasis, P. Prystawko, M. Leszczynski, W. Knap, Electrically driven terahertz emission from plasma oscillations in grating gate of AlGa_N/Ga_N heterostructures, 12th International Conference on Nitride Semiconductors (ICNS12), Strasbourg, France, 24-28 July, 2017.
- [K2] I. Grigelionis, **V. Jakštas**, V. Janonis, I. Kašalynas, P. Prystawko, P. Kruszewski, M. Leszczynski, Terahertz electroluminescence of shallow impurities in AlGa_N/Ga_N heterostructures at temperatures

- above 80 K, 12th International Conference on Nitride Semiconductors (ICNS12), Strasbourg, France, 24-28 July, 2017.
- [K3] **V. Jakštas**, I. Grigelionis, V. Janonis, I. Kašalynas, Terahertz emission from AlGa_N/Ga_N structures with grating-type electrode, 60th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences Open readings 2017, Vilnius, Lithuania, 14-17 March 2017.
- [K4] **V. Jakštas**, V. Janonis, I. Grigelionis, I. Kašalynas, THz emisijos iš Ga_N/AlGa_N didelio elektronų judrio tranzistorių tyrimas, 6-oji Fizinių ir technologijos mokslų centro doktorantų ir jaunųjų mokslininkų konferencija (FizTeCh 2016), Vilnius, Lietuva, 2016 m. spalio 26-27 d.
- [K5] **V. Jakštas**, V. Janonis, R. Venckevičius, I. Grigelionis, G. Seniutinas, G. Valušis, S. Juodkazis, P. Prystawko, M. Leszczyński, I. Kašalynas, Research on terahertz emission from AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistor with grating-type electrodes, Terahertz Emitters, Receivers, and Application VII, SPIE Optics + Photonics 2016, Nanoscience + Engineering, San Diego, USA, 28 August - 1 September, 2016.
- [K6] V. Janonis, **V. Jakštas**, I. Grigelionis, I. Kašalynas, Investigation of thermal and plasmonic emission from grating-gated Ga_N/AlGa_N high electron mobility transistors, 45th International School & Conference on the Physics of Semiconductors Jaszowiec 2016, Szczyrk, Poland, 18-24 June 2016.
- [K7] I. Kašalynas, **V. Jakštas**, I. Grigelionis, V. Janonis, G. Valušis, G. Seniutinas, S. Juodkazis, P. Prystawko, M. Leszczyński, Terahertz radiation from grating-gated plasmonic AlGa_N/Ga_N HEMT structures, EMN meeting on terahertz: Energy materials nanotechnology, San Sebastian, Spain, 14-18 May 2016.
- [K8] V. Janonis, **V. Jakštas**, I. Kašalynas, Investigation of thermal and plasmonic emission from Ga_N/AlGa_N grating gated high electron mobility transistors, 59th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences Open Reading 2016, Vilnius, Lithuania, 15-18 March 2016.
- [K9] **V. Jakštas**, V. Janonis, I. Kašalynas, Supergardelės įtaka AlGa_N/Ga_N heterostrukturų elektrinėms savybėms, 5-oji Fizinių ir technologijos mokslų centro doktorantų ir jaunųjų mokslininkų konferencija (FizTeCh 2015), Vilnius, Lietuva, 2015 m. spalio 22-23 d.
- [K10] I. Kašalynas, **V. Jakštas**, V. Janonis, J. Laužadis, E. Širmulis, R. Venckevičius, G. Valušis, K. Požela, P. Prystawko, M. Leszczyński, Investigation of plasmonic and thermal THz emission from grating-coupled AlGa_N/Ga_N high mobility electron transistors, 51st

- International Conference on Microelectronics, Devices and Materials (MIDEM 2015), Bled, Slovenia), 23-25 September 2015.
- [K11] I. Kašalynas, R. Venckevičius, **V. Jakštas**, V. Janonis, J. Laužadis, G. Seniutinas, E. Širmulis, G. Valušis, K. Požela, S. Juodkasis, P. Prystawko, M. Leszczyński, THz emission from grating-coupled AlGa_N/Ga_N heterostructures: comparison between plasmonic and thermal emission, 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz2015), Hong Kong, 23-28 August 2015.
- [K12] **V. Jakštas**, V. Janonis, A. Bičiūnas, R. Aleksiejūnas, A. Kadys, T. Malinauskas, I. Kašalynas, Impact of a superlattice on electrical properties of AlGa_N/Ga_N/sapphire 2DEG structures, 19th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDiSON'19), Salamanca, Spain, 29 June - 2 July 2015.
- [K13] I. Kašalynas, R. Venckevičius, J. Laužadis, **V. Jakštas**, E. Širmulis, K. Požela, G. Valušis, Efficient THz emission from the grating coupled AlGa_N/Ga_N heterostructure on sapphire substrate, 19th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDiSON'19), Salamanca, Spain, 29 June - 2 July 2015.
- [K14] **V. Jakštas**, V. Janonis, A. Kadys, T. Malinauskas, R. Aleksiejūnas, A. Bičiūnas, I. Kašalynas, Supergardelės įtaka AlGa_N/Ga_N/safyras struktūrų elektrinėms savybėms, 41-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lietuva, 2015 m. birželio 17-19 d.
- [K15] V. Janonis, **V. Jakštas**, I. Kašalynas, Effect of the superlattice on Ga_N/AlGa_N structures performance via Schottky diode studies, 58th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences Open Reading 2015, Vilnius, Lithuania, 24-27 March 2015.
- [K16] J. Laužadis, R. Venckevičius, **V. Jakštas**, I. Kašalynas, THz emission from large AlGa_N/Ga_N HEMTs with grating electrodes, 58th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences Open Reading 2015, Vilnius, Lithuania, 24-27 March 2015.
- [K17] **V. Jakštas**, V. Janonis, I. Šimkienė, I. Kašalynas, Elektroniniai komponentai, pagaminti iš AlGa_N/Ga_N heterostrukturų ant safyro padėklo, 4 Fizinių ir technologijos mokslų centro doktorantų ir jaunųjų mokslininkų konferencija (FizTeCh 2014), Vilnius, Lietuva, 2014 m. spalio 28-29 d.
- [K18] **V. Jakštas**, R. Venckevičius, I. Šimkienė, I. Kašalynas, P. Prystawko, M. Leszczyński, Development of the electronic devices of AlGa_N/Ga_N

HEMT structures grown by MOVPE technique / International Workshop on Nitride Semiconductors (IWN 2014), Wrocław, Poland, 24-29 August 2014.

Publikacijos, neįtrauktos į disertaciją:

- [N1] V. Janonis, **V. Jakštas**, I. Kašalynas, P. Prystawko, and P. Kruszewski, Reflectivity of Plasmon–Phonon Modes in Grating-Coupled AlGaIn/GaN Heterostructures Grown on SiC and GaN Substrates, *Phys. Status Solidi B* **225**, 1700498 (2018).
- [N2] X. Wang, G. Seniutinas, A. Balčytis, I. Kašalynas, **V. Jakštas**, V. Janonis, R. Venckevičius, R. Buividas, D. Appadoo, G. Valušis and S. Juodkazis, Laser Structuring for Control of Coupling Between THz Light and Phonon Modes, *J. Laser Micro. Nanoen.* **11**(3), 377-380 (2016).
- [N3] M. Karaliūnas, **V. Jakštas**, K. E. Nasser, R. Venckevičius, A. Urbanowicz, I. Kašalynas, G. Valušis, Application of terahertz spectroscopy for characterization of biologically active organic molecules in natural environment, *Proc. SPIE* **9934**, 99340P (2016).
- [N4] A. Žukauskas, D. Meškauskas, **V. Jakštas**, P. Vitta, Negative differential photovoltage in a biased double heterojunction, *Appl. Phys. Lett.* **102**(7), 073505 (2013).
- [N5] Z. Vaitonis, P. Vitta, **V. Jakštas**, A. Zukauskas, Thermal effects on spectral modulation properties of high-power light-emitting diodes, *Proc. SPIE* **8120**, 812016 (2011).
- [N6] Z. Vaitonis, P. Vitta, **V. Jakštas**, A. Žukauskas, Self-heating and athermal effects on the electroluminescence spectral modulation of an AlGaInP light-emitting diode, *J. Appl. Phys.* **110**(7), 073103 (2011).

1. LITERATŪROS APŽVALGA

1.1. Galio nitrido savybės

Nors apie galio nitrido (GaN) susintetinimą buvo paskelbta dar 1931 metais [38], jo istorijos pradžia dažnai laikoma pirmųjų epitaksinių sluoksnių užauginimas ir jų savybių tyrimas, paskelbtas 1969 metais [39], o epopėjos viršūne neabejotinai laikytina 2014-ųjų metų Nobelio fizikos premija, skirta už mėlyno šviestuko išradimą [40]. Pagrindinė priežastis, kodėl GaN tapo populiarius ir yra vis plačiau naudojamas kuriant bei gaminant elektronikos komponentus, yra unikalios fizinės savybės, tokios kaip platus draustinis tarpas, didelis elektronų judris, puikus šiluminis stabilumas [41]. Norint palyginti puslaidininkines medžiagas, dažnai naudojami įvairūs kokybės parametrai (angl. *figure of merit*, FOM). Baligos kokybės parametras FOM_{Baliga} yra dažnai naudojamas apibūdinant medžiagų tinkamumą didelės galios elektronikos [42], o Džonsono kokybės parametras $FOM_{Johnson}$ – aukšto dažnio komponentams kurti [43]. Tradicinių (Si bei GaAs) ir modernių (SiC bei GaN) puslaidininkinių fizikinių savybių palyginimas bei į Si sunormuotos FOM_{Baliga} ir $FOM_{Johnson}$ vertės yra pateiktos 1 lentelėje.

1 lentelė. Puslaidininkinių fizikinės savybės kambario temperatūroje [41].

Savybė \ medžiaga	Si	GaAs	4H-SiC	GaN
Draustinis tarpas E_g , eV	1,12	1,43	3,26	3,45
Elektronų judris μ_e , $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$	1500	8500	1000	1250
Statinė dielektrinė konstanta ϵ	11,9	13,1	10,1	9,0
Pramušimo laukas E_B , MV/cm	0,3	0,4	2,2	2,0
Šiluminis laidumas λ , W/(cm·K)	1,5	0,5	4,9	1,3
Elektronų soties greitis v_s , 10^7 cm/s	1,0	1,0	2,0	2,2
Didžiausia darbinė temp. T_{MAX} , °C	150	200	600	700
$FOM_{Baliga} = \epsilon\mu_e E_g^3$, sant. vnt.	1	14,8	223	187
$FOM_{Johnson} = \frac{E_B v_s}{2\pi}$, sant. vnt.	1	1,3	14,7	14,7

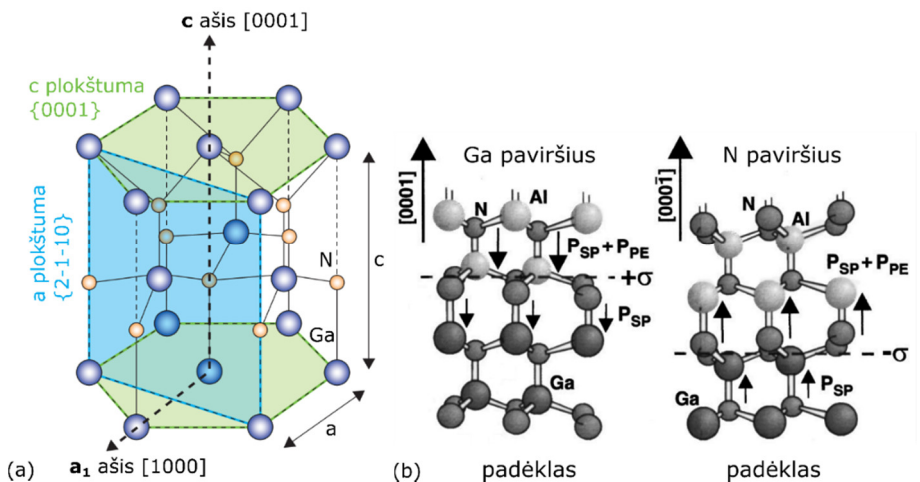
Iš pateiktų duomenų matyti, kad GaN lenkia tradicinius puslaidininkius dauguma savybių, kurias lemia būtent platus draustinis tarpas. 4H-SiC kai kuriomis savybėmis pranoksta GaN; be to, pastaroji medžiaga neturi savojo (angl. *native*) oksido, taip reikalingo gaminant MOS darinius [41], [44]. Tačiau galimybė formuoti heterosandūras panaudojant GaN, AlN, InN ir jų

trinarius ar keturnarius darinius bei šių darinių turimas tiesioginis draustinis tarpas lėmė, kad IIIA grupės (pagal CAS nomenklatūrą; pagal dabartinę IUPAC nomenklatūrą šią grupę rekomenduojama vadinti 13-a grupe [45], [46]) elementų nitridai yra itin plačiai naudojami optoelektronikoje [47]. GaN taip pat pasižymi dideliu elektronų sotes greičiu, kuris, drauge su jau minėtomis savybės, leidžia kurti didelės galios ir aukštuose dažniuose veikiančius nitridų elektronikos komponentus [48].

Be to, IIIA grupės nitridai pasižymi geru cheminiu atsparumu. Jį lemia tai, kad IIIA grupės metalų ir azoto cheminiai ryšiai yra gerokai stipresni nei tų pačių metalų ryšiai arseniduose ar fosfiduose [49], [50].

Viurcito tipo IIIA grupės elementų nitridų kristalinės gardelės, kurios pavyzdys parodytas 1.1(a) pav., neturi inversijos centro. Auginant nitridus *c* ašies kryptimi [0001], gaunami poliniai puslaidininkių sluoksniai, kuriuose pasireiškianti spontanišė poliarizacija P_{SP} lemia stipraus elektrinio lauko (EL) susidarymą [51]. Tūrinio galio nitrido spontanišė poliarizacija lygi $P_{SP}(\text{GaN}) = -0,029 \text{ C/m}^2$, o jos kryptis yra priešinga *c* ašies kryptčiai, t. y. atitinka [000-1] ašį, kaip parodyta 1.1(b) pav. Aliuminio galio nitride spontanišė poliarizacijos krypttis yra tokia pati, o jo dydis priklauso nuo Al molinės dalies *x* trinariame darinyje ir yra apskaičiuojamas taip [51]:

$$P_{SP}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = (-0,052x - 0,029) \frac{\text{C}}{\text{m}^2}. \quad (1.1)$$



1.1 pav. (a) Viurcito tipo GaN kristalinė struktūra [52]. Analogišką struktūrą turi ir AlN, InN bei jų trinariai ir keturnariai dariniai. (b) AlGaIn/GaN heterostrukūros, turinčios Ga (Al) paviršių arba N paviršių, scheminis piešinys su pažymėtais spontaninės bei pjezoelektrinės poliarizacijų vektoriais (P_{PE} ir P_{SP}) bei paviršiniu krūvio tankiu (σ) [53].

Įvairūs dvinariai ir daugianariai nitridų dariniai pasižymi skirtingomis kristalinės gardelės vertėmis [47], todėl auginant heterostruktūras neišvengiamai susidaro sluoksnių įtempimai ir pjezoelektrinė poliarizacija \mathbf{P}_{PE} [54]. Kadangi AlGaN sluoksnis yra plonas, palyginus su GaN storiu, pjezoelektrinė poliarizacija atsiranda tik jame ir tik jei AlGaN sluoksnis yra nerelaksavęs, t. y. jo storis yra mažesnis nei 65 nm [51]. \mathbf{P}_{PE} dydis yra apskaičiuojamas taip [51]:

$$P_{PE}(\text{AlGaN}) = 2 \frac{a_{\text{GaN}} - a_{\text{AlGaN}}}{a_{\text{AlGaN}}} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right), \quad (1.2)$$

čia e_{31} ir e_{33} yra AlGaN pjezoelektrinės konstantos, C_{13} ir C_{33} – AlGaN elastinės konstantos, $a_{\text{GaN}} = 0,3189$ nm – GaN gardelės konstanta, o a_{AlGaN} – AlGaN gardelės konstanta, kurios dydis priklauso nuo x apskaičiuojamas pagal formulę:

$$a_{\text{AlGaN}} = (-0,077x + 3,189) \cdot 10^{-10} \text{ m}. \quad (1.3)$$

Kadangi $(a_{\text{GaN}} - a_{\text{AlGaN}}) > 0$ ir $[e_3 - e_{33}(C_{13}/C_{33})] < 0$ esant bet kokiai x vertei, \mathbf{P}_{PE} kryptis AlGaN sutampa su \mathbf{P}_{SP} kryptimi. Šių dviejų poliarizacinių efektų valdymas dariniuose, užaugintuose iš IIIA grupės elementų nitridų, yra toks pat svarbus (o gal net ir svarbesnis) kaip priemaišų kiekio ir profilio kontrolė tradiciniuose puslaidininkiuose [55].

Galiausiai verta paminėti, kad aktyvios optinių fononų modos GaN yra $E_1 = 537 \text{ cm}^{-1}$ ir $A_1 = 555 \text{ cm}^{-1}$ [56], t. y. aukštesniuose dažniuose nei, pvz., GaAs [57]. Kuriant plazmoninius THz dažniuose veikiančius įtaisus svarbu, kad fononų modos nepatektų į plazmonų dažnių sritį ir nedarytų įtakos spinduliavimo charakteristikoms.

1.2. Padėklų parinkimas

Bet kokio puslaidininkinio įtaiso pagrindas yra padėklas, ant kurio formuojami kiti sluoksniai. Pasirenkant padėklą svarbu atsižvelgti į gardelės konstantos (angl. *lattice constant*, LC) bei šiluminio plėtimosi koeficiento (angl. *coefficient of thermal expansion*, CTE) nesutapimą tarp padėklo ir auginamų sluoksnių, padėklo paviršiau kokybę, dydį bei kainą. Ant įvairių padėklų užaugintos struktūros gali išlinkti [58], įtrūkti, ir jose susidaro siūlinės dislokacijos (angl. *threading dislocation*, TD), dėl kurių suprastėja struktūrų elektrinės ir mechaninės savybės. Yra žinoma, kad TD veikia kaip krūvininkų sklaidos [59] bei pagavos centrai [60], priemaišų difuzijos keliai [61] ir didina nuotėkio sroves [62]. Kokybiškiausi nitridų epitaksiniai sluoksniai užauginami ant GaN (t. y. tos pačios medžiagos) padėklo. Tokių sluoksnių paviršiuje siūlinių dislokacijų tankis (angl. *threading dislocation density*,

TDD) tesiekia 10^4 cm^{-2} [63], tačiau dėl sudėtingos gaminių technologijos GaN padėklai atsirado gana neseniai [63], [64], [65], jie yra brangūs ir mažų matmenų. GaN padėklų trūkumas lėmė, kad IIIA grupės nitridų sluoksnius buvo bandoma auginti ant GaAs [66], ZnO [67], MgAl_2O_4 [68] ir $\text{MgAl}_6\text{O}_{10}$ [69] špinelių, silikatinio [70] ir kvarcinio [71] stiklo, deimanto [72] ir kitų medžiagų [73].

2 lentelėje pateikiamos Si, Al_2O_3 , SiC bei GaN padėklų, kurie yra dažniausiai naudojami auginant nitridų heterostruktūras, savybės. Kiekvieno iš jų panaudojimas turi ir pranašumų, ir trūkumų. Pavyzdžiui, auginti heterostruktūras ant silicio padėklų yra naudinga, nes silicio padėklai gaminami didelių matmenų, yra pigūs, o pati technologija gerai išvystyta ir pritaikyta nitridų auginimui [74]. Tačiau dėl didelio LC bei CTE nesutapimo, auginant nitridų sluoksnius ant silicio, neišvengiama heterostruktūros išlinkimo bei daugybės defektų. Su panašiomis problemomis susiduriama ir naudojant Al_2O_3 , tačiau ši medžiaga yra stabili aukštoje temperatūroje bei skaidri regimojoje šviesoje, todėl yra plačiai naudojama optoelektronikos komponentams gaminti [47]. SiC taip pat yra skaidrus regimojoje srityje, be to, pasižymi gerokai didesniu šiluminiu laidumu nei Al_2O_3 ar GaN, kas yra svarbu gaminant didelės galios prietaisus [75]. Tačiau SiC yra gerokai brangesnė medžiaga palyginus su Si ar Al_2O_3 . Pastaraisiais metais ištobulintas GaN sluoksnių perkėlimas ant deimanto [76], [77], kaip didžiausią šiluminį laidumą turinčios medžiagos ($\lambda = 2200 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$), tačiau dėl sudėtingos ir brangios auginimo technologijos šis būdas dažniau naudojamas moksliniuose tyrimuose, o praktikoje šiuo metu pritaikomas tik karinėje pramonėje.

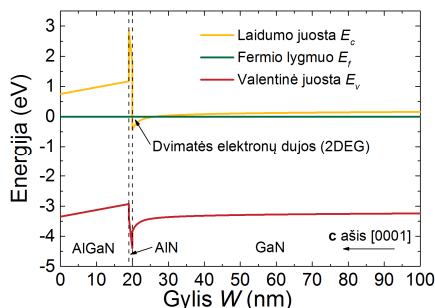
2 lentelė. Padėklai, dažniausiai naudojami auginant GaN sluoksnius [74], [55].

Savybė \ medžiaga	Si	Al_2O_3	6H-SiC	GaN
LC nesutapimas $\Delta a/a$, %	+17,0	-16,0	-3,5	0
CTE nesutapimas $\Delta\alpha/\alpha$, %	-56	+25	-33	0
Šiluminis laidumas λ , $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	150	50	490	130
Privalumai	Pigūs, dideli	Pigūs, stabilūs	LC sutapimas	Homogeniniai
Trūkumai	LC ir CTE nesutapimas		Brangūs	Maži, brangūs

1.3. Heterostruktūros sandara ir auginimas

AlGaIn/GaN heterostruktūros yra naudojamos HEMT ir Šotkio diodams (angl. *Schottky diode*, SD) gaminti. 1.2 pav. parodyta principinė tokių

heterostrukturų juostinė diagrama su GaN ir AlGaN sandūroje esančia trikampe kvantine duobe. Į ją elektronai yra injektuojami tol, kol sistemoje išsilygina Fermio lygmuo. Priešingai nei gaminant šviestukus, kuriuose 1.1 skyrelyje aprašyti poliarizacijos reiškiniai yra nepageidaujami dėl atsirandančio kvantinės sąspraudos Štarko efekto, mažinančio šviestukų vidinį kvantinį našumą [47], spontaninė ir pjezoelektrinė poliarizacija įneša esminį indėlį formuojant 2DEG kanalą, būtiną HEMT, SD ir kituose elektronikos komponentuose.



1.2 pav. Tipinė AlGaN/GaN heterostrukūros, turinčios AlN tarp sluoksnių, juostinė diagrama.

Epitaksiniai GaN (AlN, AlGaN) sluoksniai dažniausiai auginami [0001] arba [000-1] kryptimi statmenai padėklo paviršiui [78]. Kadangi augant [0001] kryptimi sluoksnio paviršiuje susidaro Ga (arba Al) atomų sluoksnis, tokia augimo kryptis dar vadinama Ga (Al) paviršiumi (angl. *Ga(Al)-face*), o [000-1] augimo kryptis – N paviršiumi (angl. *N-face*) dėl paviršiuje susidarančio N atomų sluoksnio. Būtina pabrėžti, kad, nepaisant pavadinimo, poliškumas yra kristalo tūrio, o ne jo paviršiaus savybė [78]. 1.1(b) paveiksle yra parodyti abu minėti poliškumo variantai.

Nuo sluoksnio poliškumo priklauso ne tik paviršiaus morfologija, cheminės savybės [78], bet ir \mathbf{P}_{SP} ir \mathbf{P}_{PE} kryptys. Spontaninės ir pjezoelektrinės poliarizacijos sukuria heterostrukūroje vidinį EL, galintį siekti keletą MV/cm [55]. Dėl šio lauko AlGaN ir GaN sluoksnių sandūroje susidaro paviršinis krūvio tankis [51]:

$$\sigma = P(\text{AlGaN}) - P(\text{GaN}) = P_{SP}(\text{AlGaN}) + P_{PE}(\text{AlGaN}) - P_{SP}(\text{GaN}). \quad (1.4)$$

Jeigu suminis paviršinis krūvio tankis yra teigiamas ($+\sigma$), tai elektronai stengsis kompensuoti poliarizacijos sukurtus krūvius ir suformuos 2DEG sluoksnių, lokalizuotą AlGaN ir GaN sandūroje. Kaip matyti iš 1.1(b) pav., toks atvejis galimas tada, kai heterostrukūra auginama [0001] kryptimi. Jei

sluoksnių poliškumas yra [000-1], tada paviršinis krūvio tankis yra neigiamas ($-\sigma$), o sluoksnių sandūroje akumuliuojamos skylės.

Abu poliarizaciniai reiškiniai sukuria stiprius vidinius EL, tačiau nesukuria papildomų krūvininkų. Tuo nesunku įsitikinti žvelgiant į visą užaugintą kristalą, kuris išlieka elektriškai neutralus dėl krūvio tvermės dėsnio [44]. Taigi, nors pjezoelektrinės ir spontaninės poliarizacijos sukelti reiškiniai ir paaiškina 2DEG susidarymą, tačiau tuo negalima pagrįsti elektronų, esančių 2DEG sluoksnyje, kilmės. Manoma, kad laisvųjų elektronų atsiranda iš kelių šaltinių: jonizuotų donorų [79] ir paviršinių būsenų [80].

Net jei buferinis GaN ir viršutinis AlGaIn sluoksniai nėra legiruoti, juose vis tiek yra liekamųjų priemaišų (svarbiausios: Zn, Mg, C, Si, H, O, Be, Mn ir Cd [55]), atsirandančių dėl įvairių priežasčių – prekursorių likučių, reaktoriuje liekančių legirantų ir kitų. Tarp liekamųjų priemaišų dominuojantys silicio ir deguonies seklūs donoriai sukuria medžiagoje elektroninę laidumą. Technologiškai šių priemaišų išvalyti neįmanoma, o tipiška jų koncentracija siekia $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [81]. GaN defektai, tokie kaip azoto vakansijos, apsuptos keturiais galio atomais, bei siūlinės dislokacijos taip pat yra efektyvūs seklūs donoriai [82].

IIIA grupės nitridų epitaksiniai sluoksniai dažniausiai auginami MOCVD arba molekulinio pluošto epitaksijos (angl. *molecular beam epitaxy*, MBE) metodais. Naudojant abu šiuos metodus sluoksnių kokybė ir elektrinės savybės gaunamos panašios [83], tačiau masinei produkcijai dažniau naudojama MOCVD technologija dėl spartesnio epitaksinių sluoksnių augimo bei galimybės vienu metu auginti didesnę struktūrų plotą [55]. Žinomas ir nitridų struktūrų auginimas hidridų garų fazės epitaksijos (angl. *hydride vapour phase epitaxy*, HVPE) metodu, tačiau dėl didelės sluoksnių augimo spartos yra sunkiau kontroliuoti sluoksnių parametrus, todėl šis metodas dažniausiai taikomas auginant tūrinį ar kvazitūrinį (angl. *quasi-bulk*) GaN [84].

1.4. Defektų užaugintuose sluoksniuose mažinimas

Kokybiški epitaksiniai sluoksniai yra svarbiausia puslaidininkinio prietaiso dalis. Padėklų kaina sudaro nemažą dalį galutinio produkto kainos, todėl, siekiant ją sumažinti, nitridų struktūros dažniausiai auginamos ant silicio arba safyro padėklų [85]. Tačiau iškyla jau minėti technologiniai ir kokybės iššūkiai, kuriems išspręsti yra sugalvota įvairiausių būdų. Vienas paprasčiausių – tai storo kvazitūrinio GaN epitaksinio sluoksnio užauginimas HVPE metodu [86]. Yra žinoma, kad *TDD* priklausomybę nuo GaN sluoksnio storio w galima aprašyti tokia funkcija [87]:

$$TDD(w) = \frac{TDD_0}{1 + (w/w_0)^\gamma}, \quad (1.5)$$

čia TDD_0 yra pradinis siūlinių dislokacijų tankis GaN ir padėklo sandūroje, w_0 ir γ yra parametrai, nusakantys TDD mažėjimą didėjant GaN sluoksnio storiumi. Parametrų vertės yra nustatytos eksperimentiškai: auginant ant Al_2O_3 padėklo $\gamma = 1,2$, $w_0 = 0,35 \mu m$ ir $TDD_0 = 2,0 \cdot 10^{10} cm^{-2}$, o auginant ant SiC padėklo $\gamma = 4,2$, $w_0 = 4,0 \mu m$ ir $TDD_0 = 5,8 \cdot 10^8 cm^{-2}$ [87]. Norint pasiekti, kad ant Al_2O_3 padėklo užaugintame GaN būtų toks TDD , koks pasiekiamas auginant ant savojo GaN padėklo, t. y. $\sim 10^4 cm^{-2}$ eilės [63], tektų užauginti apie 62 mm storio GaN sluoksnį – tokį storą, kad jį reikėtų vadinti tūrinium GaN. Tuo tarpu auginant ant SiC šis storis yra gerokai mažesnis – apie 54 μm , tačiau jis vis tiek daug kartų didesnis nei auginamas realiose heterostrukūrose.

Įdomų metodą, skirtą sumažinti TDD , atrado japonų mokslininkai, pasiūlę sluoksnius auginti ant taip išpjautų padėklų, kad jų paviršiaus plokštuma sudaro tam tikrą nedidelį kampą (t. y. iki 15° ; dažniausiai nuo $0,5^\circ$ iki 2°) su žinoma kristalografine kryptimi [88]. Šis kampas vadinamas išpjovimo kampu (angl. *miscut* arba *offcut angle*), o tokie padėklai – kampu išpjautais arba neašiniaus padėklais (angl. *vicinal substrate*). Atidžiai ištyrinėjus ant neašinio safyro (kristalografinė plokštuma 0001, nukrypimas nuo ašies – 2°) užaugintų GaN sluoksnių skerspjūvio sandarą elektronų pralaidumo mikroskopu (angl. *transmission electron microscopy*, TEM) nustatyta, kad juose esančios TD auga ne tik statmenai padėklo paviršiui, kaip kad būna ant ašinio padėklo išaugintuose sluoksniuose, bet ir įvairiais kampais. Šios palinkusios TD, savo kelyje sutikusios statmeną paviršiui TD, yra linkusios sąveikauti su pastarosiomis, sudaryti dislokacijų kilpas ir užsibaigti [88]. Tokiu būdu sluoksnio paviršiuje TDD gali sumažėti dviem eilėmis ne tik auginant nitridų sluoksnius ant safyro, bet ir kitų padėklų – ZnO [67], Si [89] ir SiC [90].

Dar vienas būdas – tai papildomos supergirdelės (angl. *superlattice*, SL) užauginimas formuojant buferinius sluoksnius. Literatūroje aprašoma, kad AlN/AlGaN arba AlN/GaN SL įterpimas veikia kaip dislokacijų filtras ir gali sumažinti siūlinių dislokacijų tankį daugiau nei šimtą kartų [91]. Buvo nustatyta, kad labai svarbu į SL įterpti optimalų kiekį Al [92]. Jis lemia, kokį įtempimą (suspaudimo, ištempimo ar jokio) turės virš SL užauginti GaN sluoksniai. Be sumažėjusio TDD , taip pat buvo gautas mažesnis paviršiaus šiurkštumas ir didesnis 2DEG sudarančių elektronų judris [92].

Be šių aptartų būdų esti ir daugiau metodų, kuriais bandoma sumažinti defektų skaičių ant užaugintų sluoksnių paviršių. Trumpai paminėtini yra šie: epitaksinis šoninis peraugimas (angl. *epitaxial lateral over-growth*, ELOG), kurio metu didžioji dalis padėklo yra uždengiama kauke, o sluoksnių

auginimas pradedamas iš gana mažų neuždengtų vietų, kurios augdamos susijungia į vientisą sluoksnį, turintį mažai defektų [62], [84]; buferinių sluoksnių δ -legiravimas siliciu arba magniu [93]; buferinių sluoksnių ϵ sdinimas sukuriant porėtą paviršių [94].

1.5. Plazmonai dvimatėse elektronų dujose

Plazmonas yra kvazidalelė, įvedama kvantuojant plazmos virpesius – sparčius išilginius įelektrintų dalelių krūvio tankio svyravimus. Tokio kolektyvinio svyravimo dažniai metaluose yra artimi optinių svyravimų dažniams ir lemia metalų spalvą. Puslaidininkiuose, kuriuose elektronų tankis siekia $10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [95], plazmonai sužadunami tolimųjų infraraudonųjų spindulių bei THz dažnių ruože, o jų dispersiją aprašo tokia lygtis [44]:

$$\omega_p^{3D} = \sqrt{\frac{N_{3D} e^2}{m_e^* \epsilon_0 \epsilon}}, \quad (1.6)$$

čia e ir m_e^* yra elektrono krūvis ir efektinė masė, N_{3D} – elektronų tankis, ϵ_0 – elektrinė konstanta, ϵ – medžiagos dielektrinė funkcija. Plazmonus galima sužadinti ne tik puslaidininkių tūryje, bet ir 2DEG, kurios realizuojamos heterostrukūrose su trikampe kvantine duobe (aprašyta 1.3 skyrelyje). Bendruoju atveju dvimačių plazmonų dispersija yra aprašoma gerai žinoma formule [96], [97]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 N_{2DEG}}{2m_e^* \epsilon_0 \bar{\epsilon}}} k, \quad (1.7)$$

čia, N_{2DEG} – 2DEG tankis, $\bar{\epsilon}$ – efektyvioji dielektrinė funkcija, k – plazmono bangos skaičius. Iš (1.7) formulės matyti, kad dvimačiai plazmonai skiriasi nuo tūrinių, kurie nepasižymi ryškia dispersija [95]. Efektyvioji dielektrinė konstanta labai priklauso nuo konkrečios struktūros parametrų. Jei virš 2DEG yra dielektriko sluoksnis (pvz., kai 2DEG yra lokalizuotos tarp GaN ir AlGaN sluoksnių, žr. 1.2 pav.), tai efektyvioji dielektrinė funkcija yra aprašoma taip [98]:

$$\bar{\epsilon}_u = \frac{1}{2} \left[\epsilon_s + \epsilon_b \frac{1 + \epsilon_b \tanh(k_u w)}{\epsilon_b + \tanh(k_u w)} \right], \quad (1.8)$$

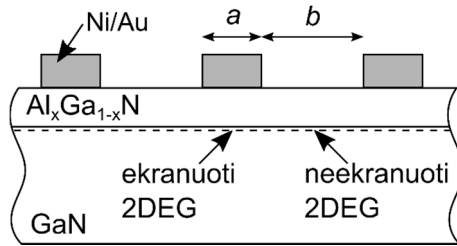
čia $\epsilon_s = 9,5$ ir ϵ_b atitinkamai yra GaN ir AlGaN dielektrinės konstantos, k_u – neekranuoto plazmono bangos skaičius o w – AlGaN barjero storis. Tiksli ϵ_b vertė priklauso nuo Al molinės dalies x trinariame darinyje ir gali būti apskaičiuota naudojant tiesinę funkciją [99]:

$$\epsilon_b = \epsilon_s - 0,5x. \quad (1.9)$$

(1.8) formule aprašyti 2DEG dar vadinamas neekranuotais (angl. *ungated, unscreened*). Galimas ir kitas atvejis, kai 2DEG yra ekranuoti (angl. *gated, screened*), t. y., kai heterostrukūros paviršiuje esti metalinis kontaktas. Tada [98]:

$$\bar{\varepsilon}_g = \frac{1}{2} \left[\varepsilon_s + \varepsilon_b \coth(k_g w) \right], \quad (1.10)$$

čia k_g – ekranuoto plazmono bangos skaičius. AlGa_xN/GaN heterostrukūroje susidarančių ekranuotų ir neekranuotų 2DEG scheminis vaizdas yra pateiktas 1.3 pav.



1.3 pav. AlGa_xN/GaN heterostrukūros, dalinai uždengtos metalo sluoksniu – metaline gardele, scheminis skerspjūvio vaizdas. Brėžinyje taip pat pažymėti gardelę apibūdinantys parametrai: a – juostelės plotis, b – tarpas tarp gretimų juostelių.

Plazmonai 2DEG gali būti sužadinti įvairiais būdais – apšvitinant krūvį turinčiomis dalelėmis, elektros srove ar paveikus struktūrą stipria optine spinduliuose [100]. Tačiau plazmono bangos ilgis yra dviem-trimis eilėmis mažesnis nei THz dažnio spinduliuotės, todėl pastaruoju atveju to negalima padaryti tiesiogiai, nes būtina išlaikyti kvaziimpulso tvermės dėsnį [101]. Paprastas būdas apeiti draudimą – „surišti“ (angl. *couple*) elektromagnetinį lauką su 2DEG, uždedant ant heterostrukūros paviršiaus metalinę gardelę [25], [102]. Lygiai toks pat metodas naudojamas ir siekiant išvesti plazmonų spinduliuojamas elektromagnetines bangas į aplinką [103]. Metalinių juostelių plotis ir tarpas tarp jų atitinkamai nulemia ekranuoto ir neekranuoto plazmono bangos skaičių [104]:

$$k_g = \frac{(2m-1)\pi}{a}, \quad (1.11)$$

$$k_u = \frac{(2m-1)\pi}{b},$$

čia a yra metalo juostelės plotis, b – atstumas tarp gretimų juostelių (žr. 1.3 pav.), o m – plazmono modos numeris (natūralusis skaičius). Kaip matyti, sužadinti galima tik nelygines modas, nes lyginių modų suminis dipolinis

momentas lygus nuliui [99]. Keičiant metalinių juostelių plotį ir periodą kinta ir sužadintamų plazmonų spektras.

Sužadinti plazmonai pirmiausia buvo stebėti Si MOS dariniuose [25], [102], tyrinėjant jų pralaidumo pokyčius. Vėliau buvo išmatuota dėl plazmonų skilimo (angl. *plasmon decay*) atsirandantis THz spinduliavimas Si MOS [29], AlGaAs/GaAs [103], [105], [106], [107] ir InGaP/InGaAs/GaAs [28] heterostruktūrose bei InGaAs [108], InAlAs [109] bei AlGaN/GaN [110] HEMT, turinčiuose nanometriniu ilgio kanalą. Šiuose eksperimentuose tiek bandiniai, tiek ir jutikliai buvo atšaldyti iki skysto He temperatūros, o eksperimentiškai išmatuotas spinduliuotės srautas siekė vos keletą nW [106], [108]. Akivaizdu, kad žema temperatūra ir mažas spinduliuotės srautas yra pagrindiniai trūkumai, neleidžiantys tokių plazmoninių THz spindulių pritaikyti praktikoje. Nors didinant pridėtą elektrinę galią, plazmonų išspinduliuotas srautas taip pat auga [106], tačiau drauge sparčiai didėja karštųjų elektronų bei gardelės juodo kūno (angl. *black-body*, BB) spinduliavimas, užgožiantis plazmoninį spinduliavimą net ir žemoje temperatūroje [105], [111], [112].

2. BANDINIŲ GAMYBOS TECHNOLOGIJA

Silicis, aliuminio indžio galio arsenidas ir kiti siauratarpiaji puslaidininkiai Lietuvos mokslininkams yra gerai pažįstami, šių medžiagų bandinių gamyba ir tyrimai vykdomi jau daugelį metų. Kalbant apie nitridų puslaidininkius, situacija yra visiškai kitokia. Nors pirmasis (ir kol kas vienintelis) Lietuvoje MOCVD reaktorius, skirtas nitridų sluoksniams auginti, veikia Vilniaus universitete nuo 2011 metų, ir jame buvo užaugintas bei vėliau ištyrinėtas ne vienas bandinys, tačiau absoliuti dauguma Lietuvoje atliekamų tyrimų naudoja bekontakčius metodus – optinę spektroskopiją [113], įvairių tipų mikroskopiją, rentgeno spindulių difrakciją [114] ir kitus. Sėkmingų bandymų pagaminti metalinius kontaktus bei veikiančius elektroninius komponentus ir atlikti elektrinius tyrimus būta vos keli [115], [116].

Akivaizdu, kad norint gaminti nitridų elektronikos komponentus, o vėliau iš jų kurti prekinės sistemas, būtina įsisavinti metalinių kontaktų gamybą. Doktorantūros studijų metu Fizinių ir technologijos mokslų centre (FTMC) pavyko sukurti ir įdiegti naują ominių ir Šotkio kontaktų gamybos technologiją, kuri yra tinkama elektronikos komponentams iš AlGaIn/GaN heterostruktūrų gaminti. Visos tam reikalingos technologinės sąlygos buvo sudarytos FTMC esančioje švarių patalpų (angl. *clean room*) zonoje, atitinkančioje ISO 5 švarumo klasę. Toliau šiame skyriuje yra aprašoma bandinių gaminimo eiga.

2.1. AlGaIn/GaN heterostruktūros

Heterostruktūros, iš kurių vėliau pagaminti bandiniai, buvo užaugintos MOCVD metodu Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto Fotonikos ir nanotechnologijų institute (VU FF FNI) bei Aukštųjų slėgių fizikos institute (UNIPRESS) Lenkijoje. Heterostruktūros buvo auginamos ant dviejų skirtingų padėklų – dviejų colių skersmens safyro bei pusiau izoliuojančio (angl. *semi-insulating*, SI) keturių colių skersmens silicio karbido (gamintojas – *II-VI Advanced Materials*). Epitaksinių sluoksnių struktūra buvo panaši – ant padėklų užauginami buferiniai sluoksniai, kuriuos sudaro žemoje temperatūroje augintas (angl. *low-temperature*, LT) GaN arba AlN, anglimi legiruotas didžiavaržis (angl. *high-resistivity*, HR) GaN ir nelegiruotas (angl. *unintentionally-doped*, UID) GaN. Pažymėtina, kad informacija apie buferinius sluoksnius dažnai pateikiama neišsami arba yra visai nežinoma, nes tai – technologų saugoma paslaptis. Toliau užauginamas plonas tarp sluoksnis (angl. *spacer*), o struktūra užbaigiama nelegiruotu $Al_xGa_{1-x}N$ sluoksniu. AlN

tarpsluoksnis reikalingas tam, kad atskirtų 2DEG sluoksnį nuo jonizuotų donorių ir tokiu būdu sumažintų kuloninę sklaidą, mažinančią elektronų judrį [117].

3 lentelė. AlGaN/GaN heterostruktūrų, iš kurių buvo gaminami bandiniai, sluoksnių parametrai.

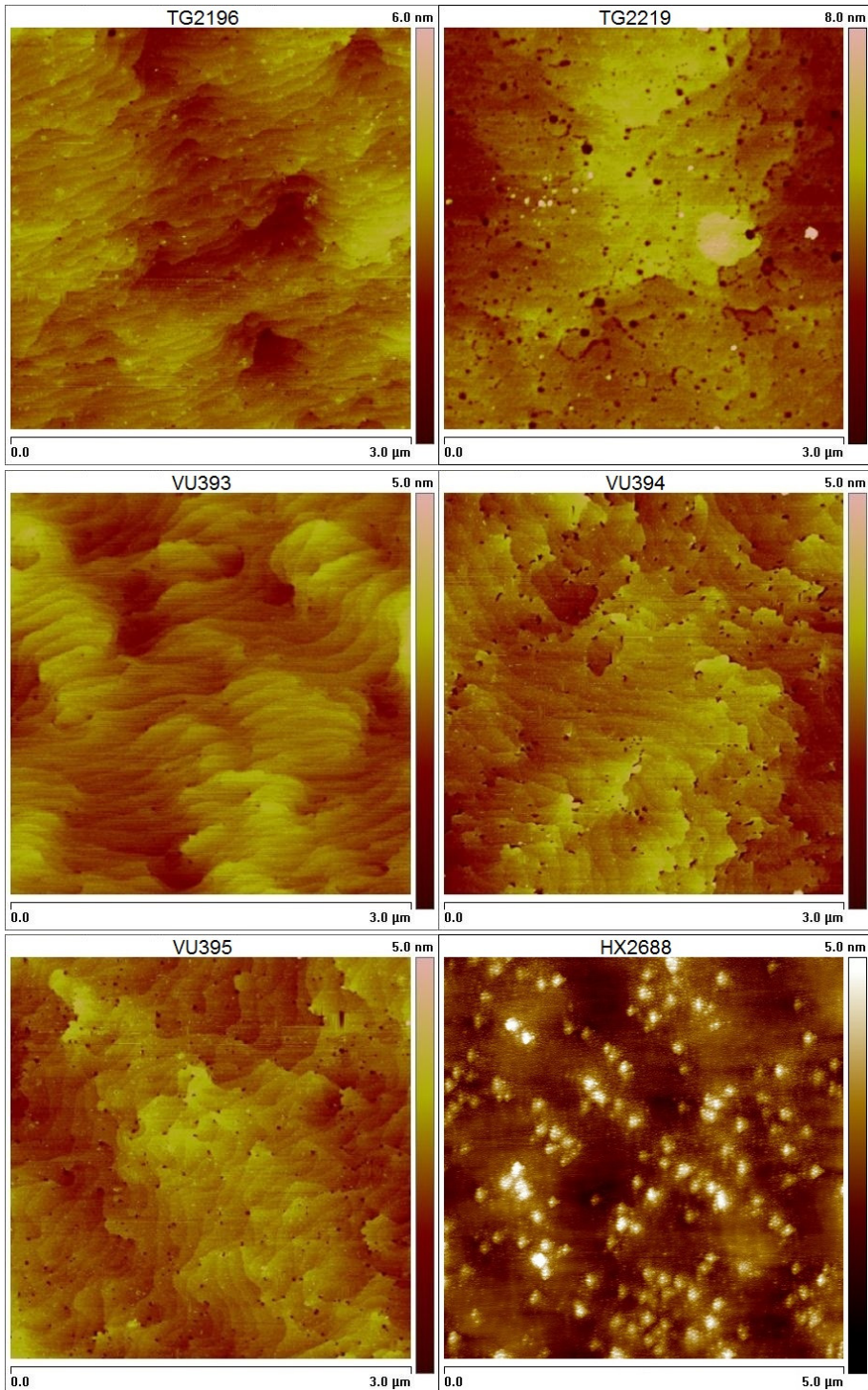
Sluoksnis	TG2196	TG2219	VU393	VU394	VU395	HX2688
SiN _x	-	-	-	-	-	1 nm
GaN	-	-	-	-	-	2 nm
Al _x Ga _{1-x} N	25 nm <i>x</i> = 0,20	27 nm <i>x</i> = 0,23	22 nm <i>x</i> = 0,11	18 nm <i>x</i> = 0,26	20 nm <i>x</i> = 0,33	19 nm <i>x</i> = 0,25
AlN	1 nm	1 nm	2 nm	2 nm	1 nm	1 nm
UID-GaN	500 nm	500 nm	n. d.	300 nm	300 nm	1000 nm
SL	-	-	-	5 × 20 nm		-
HR-GaN	1000 nm	1000 nm	n. d.	n. d.	n. d.	n. d.
LT-GaN						
Padėklas	Al ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	SiC

n. d. – nėra duomenų

Svarbiausi dydžiai, apibūdinantys 2DEG (o drauge ir užaugintą heterostruktūrą), yra dvimačių elektronų tankis N_{2DEG} ir judris μ , o juos nulemia viršutinio barjerinio Al_xGa_{1-x}N sluoksnio storis bei molinė Al dalis trinariame darinyje. Pastarieji parametrai yra nustatomi rentgeno spindulių difrakcijos (angl. *X ray diffraction*, XRD) tyrimu. 3 lentelėje pateikiama apibendrinta informacija apie disertacijos rengimo metu bandinių gamybai naudotas heterostruktūras.

TG2196, TG2219 ir HX2688 heterostruktūros buvo užaugintos UNIPRESS. Pirmosios dvi – ant Al₂O₃ padėklo, o trečioji – ant 6H-SiC. Pastarosios paviršius buvo papildomai pasyvuotas *in situ* užauginant plonus GaN ir SiN_x sluoksnius. VU393, VU394 ir VU395 heterostruktūros buvo užaugintos VU FF FNI ant Al₂O₃ padėklo. Esminis skirtumas tarp VU393 heterostruktūros ir likusiųjų dviejų, užaugintų VU FF FNI, – tai papildomai užaugina supergardelė, sudaryta iš 20 nm storio AlGaN/GaN epitaksinių sluoksnių, pasikartojančių 5 kartus.

Kiekvienos užaugintos heterostruktūros paviršius buvo ištirtas atominių jėgų mikroskopu (angl. *atomic force microscope*, AFM), o 2.1 pav. vaizduojami jų paviršių topografiniai vaizdai. Visų heterostruktūrų, išskyrus HX2688, paviršiuje matyti kristalografinės plokštumos, kurių kraštuose esti



2.1 pav. AlGaIn/GaN heterostrukturų paviršiaus AFM topografiniai vaizdai.

didesnis ar mažesnis kiekis tamsių taškų, rodančių galias įdubas. Šios įdubos yra susijusios su siūlinėmis dislokacijomis, užsibaigiančiomis kristalo paviršiuje [118]. TD Viurcito kristalinės gardelę turinčiuose GaN sluoksniuose gali būti trijų tipų – kraštinės, sraigtinės arba mišrios. Burgerio vektorius, aprašantis dislokacijų stiprumą, yra skirtingas kiekvieno tipo dislokacijoms, todėl nuo TD tipo priklauso įdubos dydis – didžiausios susiformuoja ties sraigtinėmis, vidutinio dydžio – ties mišriomis, o mažiausios – ties kraštinėmis dislokacijomis [119]. Atidžiai ištyrus įdubas, galima nustatyti tikslų dislokacijų tipą [120] bei jų tankį [88]. Siūlinių dislokacijų tankis TG2196, VU393, VU394 ir VU395 heterostrukūrose buvo atitinkamai lygus $2,0 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $1,1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $3,4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ir $3,9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. TDD nebuvo nustatytas TG2219 heterostrukūroje, tačiau ir be to akivaizdžiai matyti, jog šios heterostrukūros paviršiuje dislokacijų yra gerokai daugiau nei VU395 ar, tuo labiau, TG2196.

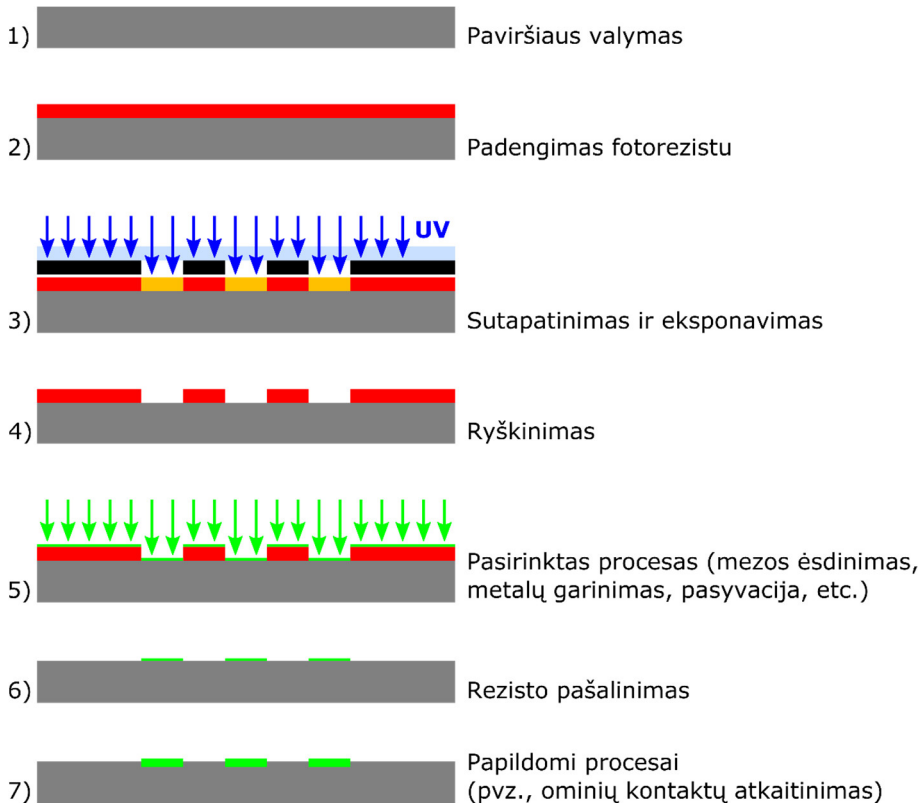
TDD taip pat nebuvo nustatytas ir HX2688 heterostrukūroje, kadangi jos AFM topografiniame vaizde netgi nematyti kristalografinių plokštumų. Tai galima paaiškinti tuo, jog ant AlGaIn/GaN heterostrukūros viršaus užaugintas SiN_x pasyvacinis sluoksnis yra amorfinis [55]. SiN_x sluoksnis panaikina kristalografinių plokštumų „pėdsakus“, tuo sumažindamas paviršiaus šiurkštumą [121]. Heterostrukūrų paviršiaus šiurkštumas buvo nustatytas visame AFM topografinio vaizdo ribojamame plote ($3 \times 3 \mu\text{m}^2$ arba $5 \times 5 \mu\text{m}^2$) apskaičiuojant paviršiaus nelygumų vidutinį kvadratinį nuokrypį (angl. *root mean square*, RMS), kuris TG2196, TG2219, VU393, VU394, VU395 ir HX2688 heterostrukūrose buvo atitinkamai lygus 0,62 nm, 0,96 nm, 0,40 nm, 0,60 nm, 0,88 nm ir 0,44 nm.

2.2. Standartinė UV fotolitografija

Fotolitografija siaurąja prasme – tai reljefinio piešinio sudarymas fotocheminiais procesais metale, stikle, puslaidininkyje [122]. Puslaidininkinių technologo ar mokslininko požiūriu fotolitografija – tai technologinių procesų seka, skirta puslaidininkiniams elektronikos komponentams bei integriniams grandynams kurti. 2.2 paveiksle pavaizduota scheminė vieno standartinės UV fotolitografijos etapo eiga, susidedanti iš tokių atskirų žingsnių:

1. Paviršiaus valymas;
2. Padengimas fotorezistu;
3. Sutapatinimas ir eksponavimas;
4. Ryškinimas;

5. Pasirinktas procesas, atliekamas gavus reljefinį piešinį – tai gali būti mezos ėsdinimas, metalų garinimas, pasyvacija, jonų implantavimas ir kiti procesai;
6. Rezisto pašalinimas;
7. Papildomi procesai (jei reikia), atliekami su naujai suformuotu dariniu, pvz., ominių kontaktų atkaitinimas, implantuotų jonų aktyvavimas ir pan.



2.2 pav. Scheminė vieno standartinės UV fotolitografijos etapo, susidedančio iš septynių žingsnių, eiga.

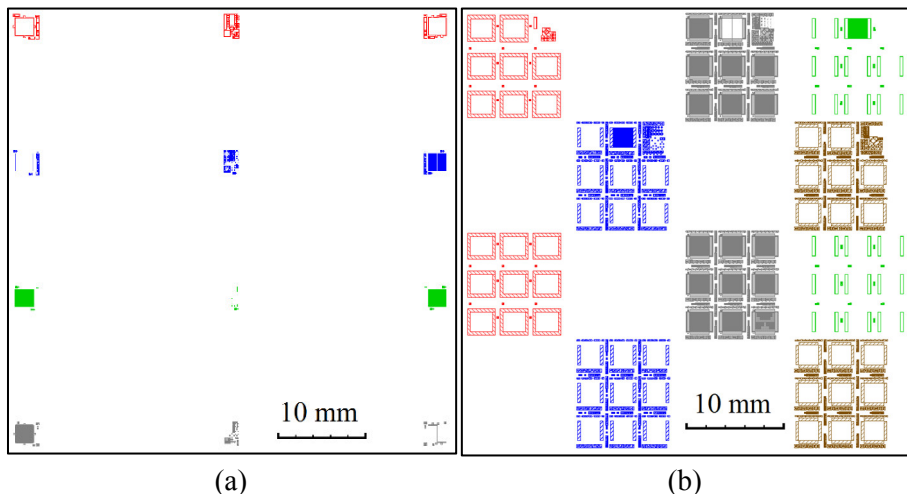
Gaminant bandinį retai kada užtenka vieno fotolitografijos etapo, po kurio, pvz., suformuojami ominiai kontaktai. Norint pagaminti sudėtingesnę elektronikos komponentą, antrojo ir kiekvieno tolimesnio etapo metu prieš eksponavimą reikalingas papildomas žingsnis, reikalaujantis ypatingo kruopštumo – tai sutapatinimas (3 žingsnis 2.2 pav.). Jo metu ant bandinio paviršiaus jau suformuoti dariniai mikroskopo pagalba sutapatinami su fotošablone esančiu kito sluoksnio piešiniu. Svarbu paminėti, jog kiekvienas sutapatinimo etapas įneša tam tikrų netikslumų, atsirandančių sutapatinimo metu. Bandinius gaminant standartinės UV fotolitografijos būdu netikslumų

dydis gali siekti iki 2 μm , o juos lemia sutapatinimo įrenginio paklaidos bei sutapatinimą atliekančio asmens kruopštumas.

Yra žinoma, kad gaminant *Cree* kompanijos prekiinius GaN tranzistorius atliekami mažiausiai septyni litografijos etapai (komponentų izoliacija, ominiai kontaktai, pasyvacija, Šotkio kontaktai, užtūros kontakto padidinimas – lauko plokštelė (angl. *field-plate*), reikalinga pertekliniams krūviui pašalinti [123], antroji pasyvacija, antroji lauko plokštelė) [124]. *Intel* kompanija, gamindama 14 nm technologijos procesorius, naudoja daugiau nei 2000 žingsnių – valymo, litografijos, ėsdinimo, metalizavimo, izoliavimo ir kitų [125].

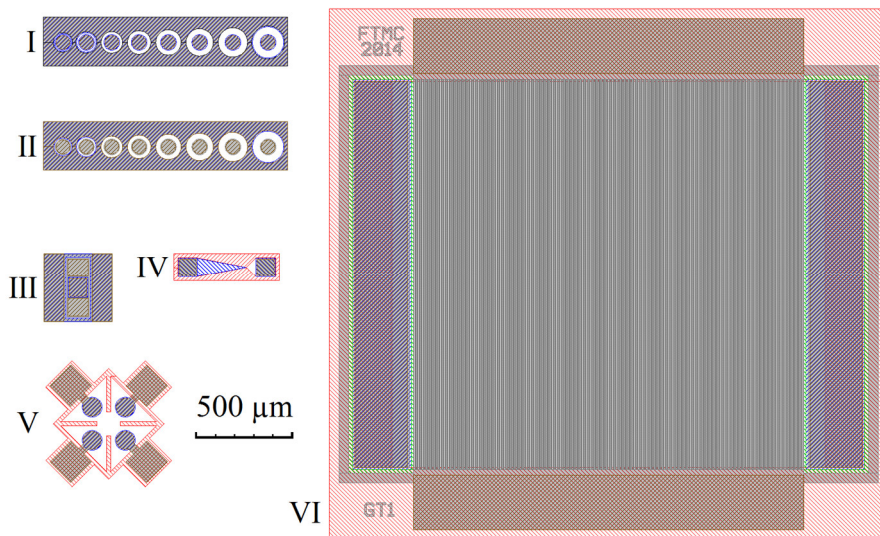
2.3. Fotošablonai

Naudojant standartinę ultravioletinę (UV) fotolitografiją galima gaminti struktūras, kurių mažiausi matmenys siekia iki 1-2 μm . Šis būdas yra gerokai pigesnis nei elektronų pluošto arba lazerinė litografija, tačiau suteikia mažiau lankstumo, nes tam reikia iš anksto pasigaminti fotošablonus. Fotošablonas – tai kvarcinio arba borosilikatinio stiklo plokštelė, gerai praleidžianti UV spindulius bei padengta norimu chromo arba geležies oksido piešiniu. Fotošablonai buvo braižomi naudojant atvirojo kodo programą *KLayout* [126], o gaminami *VšĮ Panevėžio mechatronikos centras* bei Vokietijos kompanijoje *Compugraphics Jena GmbH*. Nubraižytų fotošablonų schemas



2.3 pav. (a) Panevėžyje ir (b) Vokietijoje gamintų UV fotolitografijai skirtų fotošablonų schemas. Raudona spalva žymi mezos sluoksnį, mėlyna – ominių kontaktų, žalia – pasyvacijos, pilka – Šotkio kontaktų, o ruda – kontaktų storinimo.

pateikiamos 2.3 pav. Mažiausi komponentų matmenys buvo $2\ \mu\text{m}$ dėl optinės skiriamosios gebos ribos bei techninių sutapatavimo įrenginio galimybių. Komponentai, kurie yra aprašyti šioje disertacijoje, pateikti 2.4 pav.



2.4 pav. Padidintos kai kurių komponentų schemas: I – CTLM testinė struktūra, II – Šotkio diodai, III – HEMT, IV – BT diodas, V – van der Pauw struktūra, VI – didelio ploto HEMT su gardelės tipo užtūros elektrodu.

Siekiant supaprastinti gamybos technologiją ir padaryti ją patogią greitam prototipų gaminimui, buvo suprojektuoti tokie komponentai, daugumai kurių pagaminti užtenka dviejų UV fotolitografijos etapų, t. y. gerokai mažiau, nei, pvz., atliekama gaminant *Cree* GaN tranzistorius. Šiais dviem etapais yra suformuojami ominiai bei Šotkio kontaktai, tačiau nebūtina suformuoti mezos. Tokiu būdu sutrumpėja bandinio gamybos laikas, sumažėja gamybos kaštai bei išvengiama netikslumų, atsirandančių su kiekvienu tolesniu gamybos etapu.

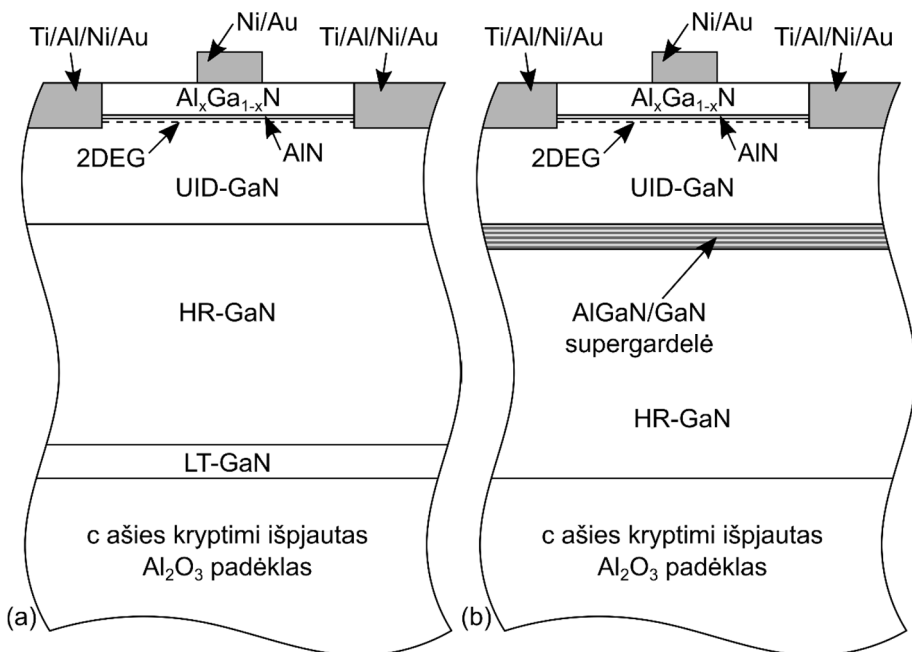
2.4. Metalinių kontaktų formavimas

Norint turėti galimybę elektriškai valdyti prietaisą, būtini metaliniai kontaktai. Jie esti dviejų rūšių – ominiai ir Šotkio. Pirmaisiais per AlGaN barjerą yra „prisijungiama“ prie 2DEG kanalo, todėl jų varža turi būti kiek įmanoma mažesnė ir nepriklausyti nuo srovės krypties. Antrieji sudaro potencialinį barjerą, kurio aukštis priklauso nuo pridėtos įtampos krypties. Tokiu būdu Šotkio kontaktu galima valdyti 2DEG tankį kanale. Siekiant turėti gerus komponentus, ominių kontaktų gamyba buvo eksperimentiškai optimizuota

(žr. 3.1 skyrelį). Standartinė ominių kontaktų gamybos eiga atitinka 2.2 pav. pateiktą schemą. Detalesnis kiekvieno žingsnio aprašymas yra toks:

1. Paviršiaus valymas. Bandinys nuplaunamas „piranijos“ tirpale (tirpalą santykiu 3:1 sudaro 97 % koncentracijos H_2SO_4 ir 30 % koncentracijos H_2O_2), tada – dejonizuotame vandenyje ir nupučiamas N_2 dujomis.
2. Padengimas fotorezistu. Naudojant fotorezisto užnešimo įrenginį OPTIspin ST 22, bandinys padengiamas plonu fotorezisto sluoksniu atliekant greitą sukimą (angl. *spin coating*). Vartojamas reversinio atvaizdo (angl. *image reversal*) fotorezistas AR-U 4040 arba AZ 5214 E, kurių standartinis storis yra 1,4 μm sukant bandinį 4000 aps./min greičiu. Po padengimo bandinys su fotorezistu yra džiovinamas ant kaitinimo plytelės atitinkamai 90 °C arba 110 °C temperatūroje.
3. Eksponavimas. Naudojant sutapatavimo įrenginį *Karl Suss* MJB3, bandinys per fotošablona yra apšviečiamas UV spinduliuote. Šiuo žingsniu suformuojamas pozityvus atvaizdas, kurį jau būtų galima išryškinti. Norint gauti reversinį atvaizdą, bandinį reikia papildomai pakaitinti 115 °C temperatūroje ir apšviesti UV spinduliuote visą bandinio plotą (ne per fotošablona).
4. Ryškinimas. Šio proceso metu naudojamas ryškalas AR 300-35 arba AZ 351B, į kurio vandeninį tirpalą įmerkiamas ir išryškinamas bandinys. Išryškinto bandinio kokybės tikrinimas atliekamas optiniu mikroskopu Carl Zeiss Axioscope A1.
5. Metalų garinimas. Naudojant garinimo elektroniniu spinduliu įrenginį (angl. *electron-beam physical vapour deposition*) VST TFDS-870, aukšto vakuumo aplinkoje užgarinami keturių metalų – titano, aliuminio, nikelio ir aukso – sluoksniai, kurių storiai atitinkamai yra 30 nm, 90 nm, 20 nm ir 100 nm. Tokių metalų sluoksniai ir išdėstymas plačiai naudojami formuojant ominusius kontaktus AlGaIn/GaN heterostruktūrose [127], [128].
6. Atkėlimas. Bandinys su užgarintais metalų sluoksniais įmerkiamas į atkėliklį AR 300-70 arba TechniStrip P1316. Palaukiama, kol ištirps fotorezistas, ir metalai ant bandinio liks tik tose vietose, kurios buvo atidengtos ryškinimo metu. Metalai, esantys nereikalingose (neišryškintose) vietose pašalinami drauge su ištirpusiu fotorezistu.
7. Atkaitinimas. Bandinys atkaitinamas UNITEMP RTP-1300 krosnyje naudojant spartaus šiluminio atkaitinimo (angl. *rapid thermal annealing*, RTA) technologiją. Atkaitinimas vyksta bedeguonėje N_2 aplinkoje, 830 °C temperatūroje išlaikant 30 s.

Gaminant Šotkio kontaktus fotolitografijos etapai (dengimas fotorezistu, eksponavimas ir ryškinimas) yra tokie patys, kaip ir gaminant ominių kontaktus. Šotkio kontaktai suformuojami užgarinant nikelį (25 nm) ir auksą (200 nm), o šių kontaktų po atkėlimo procedūros atkaitinti nereikia. U6 ir U11 bandinių Šotkio kontaktai, kuriuos sudaro nanometrinio pločio elektrodai, buvo pagaminti Melburno nanogamybos centre (*Melbourne Centre for Nanofabrication*) Australijoje naudojant elektronų pluošto litografiją (angl. *electron-beam lithography*). Bandinių, pagamintų ant TG2196 bei VU393 heterostruktūrų, skerspjūvio struktūra yra parodyta 2.5 pav.



2.5 pav. AlGaIn/GaN heterostruktūrų, turinčių pagamintus ominių ir Šotkio kontaktus, scheminis skerspjūvio vaizdas. Epitaksinių sluoksnių išdėstymas atitinka: a) TG2196 [P4] ir b) VU393 heterostruktūras.

2.5. Mezos formavimas

Meza yra vadinama bandinio vieta, kurioje pašalinti viršutiniai heterostruktūros sluoksniai, tokiu būdu panaikinant 2DEG kanalą ir izoliuojant vienus elektronikos komponentus nuo kitų. 2.5 paveiksle pavaizduotos heterostruktūros atveju reikėtų pašalinti visus sluoksnius iki UID-GaN. Kaip buvo minėta 2.3 skyrelyje, mezos formavimo neprireikė

gaminant daugumą komponentų, tačiau meza būtina, pvz., van der Pauw testinėms struktūroms bei BT tipo diodams.

Pats paprasčiausias būdas, naudojamas mezoms formuoti Si, (Al,In)GaAs bei kitų tradicinių puslaidininkių bandiniuose, yra šlapias ėsdinimas. Deja, šis būdas nėra iki galo suprastas ir kokybiškai valdomas ėsdinant IIIA grupės nitridus [50]: dėl nitridų cheminio atsparumo rūgštys ir šarmai silpnai ėsdina aukštos kokybės AlGaN ir GaN epitaksinius sluoksnius, jei jie užauginti Ga arba Al paviršiumi [129], [130], arba ėsdinant susiformuoja smailūs piramidės formos kauburiai, jei kristalas užaugintas N paviršiumi [131]. Dėl pastarosios priežasties mezos nitriduose dažniausiai formuojamos reaktyviojo joninio ėsdinimo (angl. *reactive ion etching*, RIE) arba indukciškai surištos plazmos RIE (angl. *inductively coupled plasma RIE*, ICP-RIE) būdu [82]. Pastarasis būdas, naudojant Ar ir Cl dujas, buvo taikomas norint suformuoti mezas bandiniuose, pagamintuose UNIPRESS. Deja, RIE arba ICP-RIE įrangos FTMC šiuo metu neturi, todėl, kaip minėta 2.3 skyrelyje, buvo suprojektuoti tokie komponentai, daugumai kurių veikti nebūtinai mezos suformavimas. Gaminant U6 bandinį buvo pasinaudota lazerinės abliacijos technologija, kurią yra puikiai įvaldę FTMC Lazerinių technologijų skyriaus mokslininkai [132]. Šiuo atveju meza buvo suformuota jau pagaminus metalinius kontaktus. Izoliacinių sričių suformavimas panaudojant įgreitintų jonų implantavimą, siekiant izoliuoti vienus komponentus nuo kitų, yra mezos formavimo alternatyva [133]. Ši procedūra taip pat atliekama jau pagaminus ominių kontaktus.

2.6. Bandiniai

Doktorantūros studijų metu iš skirtingų heterostruktūrų buvo pagaminta beveik 100 bandinių, turinčių beveik 3000 įvairių komponentų – CTLM ir van der Pauw testinių struktūrų, Šotkio diodų, didelio elektronų judrio tranzistorių, „peteliškės“ tipo diodų. Šiame darbe pristatomas tik nedidelės dalies bandinių, pateiktų 4 lentelėje, tyrimas. Visi bandiniai buvo pagaminti FTMC, išskyrus U31 ir U33 bandinius, kurie buvo pagaminti UNIPRESS. Komponentų nuotraukos, padarytos skenuojančiu elektronų mikroskopu (angl. *scanning electron microscope*, SEM) bei skaitmeniu optiniu mikroskopu, pateiktos tolesniuose skyreliuose (CTLM struktūra – 3.1 pav., SD – 3.3 pav., van der Pauw struktūra – 3.7 pav., HEMT – 3.12 pav., BT diodų – 4.3 pav.). Be jau minėtų komponentų, taip pat buvo pagaminta daugiau nei 60 plazmoninių THz spinduolių – didelio ploto HEMT, turinčių gardelės tipo užtūros arba ištakos ir santakos elektrodus (5.4 pav.).

4 lentelė. Darbe pristatomi bandiniai, atlikti tyrimai bei skyrelių numeriai.

Hetero- struktūra	Bandinių numeriai	Atlikti tyrimai	Skyrelis
TG2196	#5, #3, #4	CTLM	3.1
	#6	CTLM, SD I-V ir C-V, Holas, HEMT	3.1, 3.2, 3.3, 3.5
	U19 GT1, U19 GT8	THz spinduliuotės emisija	5.3, 5.4
	U11		5.3, 5.4, 5.5
	U26	Seklijų priemaišų elektroliuminescencija	6.1
TG2219	U28		
	U8	SD I-V ir C-V	3.2
VU393	U6	THz spinduliuotės emisija	5.3, 5.4, 5.5
	VU12	SL įtaka: SD I-V ir C-V, HEMT	3.4, 3.5
	VU13		
VU394	VU33	THz spinduliuotės emisija	5.4
VU395	VU31, VU32		
	VU14	SL įtaka: SD I-V ir C-V, HEMT	3.4, 3.5
HX2688	U37	SD I-V ir C-V, Holas, HEMT	3.2, 3.3, 3.5
	U33	THz spinduliuotės detekcija	4.1, 4.2
	U31	Seklijų priemaišų elektroliuminescencija	6.2

2.7. Skyriaus apibendrinimas

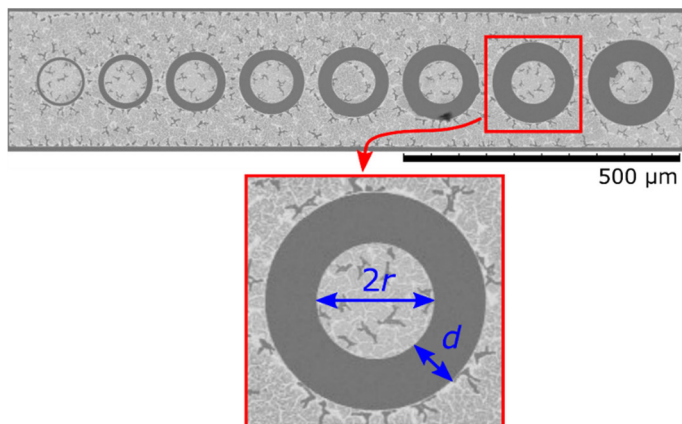
Antrajame skyriuje buvo pateiktos nubraižytos UV fotolitografijai skirtų fotošablonų bei padidintos kai kurių suprojektuotų elektronikos komponentų schemas. Taip pat detalai aprašyta bandinių gamybos technologija. Pažymėta, kad daugumai elektronikos komponentų nereikalingas mezos formavimo etapas, leidžiantis supaprastinti bandinių gamybą. Taip pat buvo pristatytos užaugintos heterostruktūros – jų sluoksnių parametrai, paviršiaus kokybės bei defektų tyrimo rezultatai. Galiausiai buvo detalai aprašyti ominių ir Šotkio kontaktų formavimo žingsniai bei pateiktas disertacijoje pristatomų bandinių sąrašas.

3. BANDINIŲ CHARAKTERIZAVIMAS

Prieš gaminant elektronikos komponentus, buvo optimizuota ominių kontaktų gamyba. Ominiai ir Šotkio kontaktai buvo charakterizuoti išmatuojant įvairių komponentų voltamperines (I-V) bei voltfaradines (C-V) charakteristikas kiekviename pagamintame bandinyje. Bandinių charakterizavimas atliktas dviem etapais: pirmasis etapas vyko pagaminus ominus kontaktus, antrasis – suformavus Šotkio kontaktus. Matavimai atlikti naudojant zondinę stotį *Cascade Microtech* EPS150TRIAX, ją prijungiant prie šaltinių-matuoklių *Keithley* 2400 ir *Agilent* E3647A (I-V charakteristikoms matuoti) arba impedanso matuoklio *Agilent* 4294A (C-V charakteristikoms matuoti). Matavimų duomenys, gauti ištyrus heterostrukturų paviršių bei pagamintų elektronikos komponentų elektrines charakteristikas, yra apibendrinti skyriaus pabaigoje pateikiamoje 5 lentelėje.

3.1. Ominiai kontaktai

Ominių kontaktų kokybė yra nusakoma dviem parametrais: kontaktine varža R_K ir nuo kontakto ploto nepriklausančia savitąją kontaktine varža ρ_c . Nesudėtingas ir patikimas būdas vienu matavimu gauti abiejų varžų vertes – tai apskritiminės perdavimo linijos metodas (angl. *circular transmission line method*, CTLM) [134]. CTLM testinė struktūra buvo sudaryta iš apskritų ominių kontaktų, kurių skersmuo $2r = 80 \mu\text{m}$, apsuptų ominio kontakto rėmelio, kaip pavaizduota 3.1 pav. Atstumas tarp vidinių ir išorinio kontaktų d pagamintoje struktūroje kito nuo $5 \mu\text{m}$ iki $40 \mu\text{m}$.



3.1 pav. CTLM struktūros SEM nuotrauka.

Nesunku suvokti, kad matuokliu matuojama varža R_T susideda iš abiejų kontaktų varžos R_K ir bandinio kanalo varžos R_{ch} (laidų varža, matuojant keturių zondų metodu, laikytina nykstamai maža):

$$R_T = 2R_K + R_{ch} . \quad (3.1)$$

Atsižvelgus į bandinio struktūrą, CTLM elemento matuojamą varžą galima užrašyti taip [135]:

$$R_T = \frac{R_{sh}}{2\pi r} (d + 2L_T) C , \quad (3.2)$$

čia R_{sh} yra 2DEG sluoksnio varža (angl. *sheet resistance*), L_T – pernašos ilgis (angl. *transfer length*), nusakantis po ominių kontaktų esantį atstumą, kuriame įtampa sumažėja $e \approx 2,72$ karto, o C – pataisa, atsirandanti dėl apskritos kontaktų formos [135]:

$$L_T = \sqrt{\rho_c / R_{sh}} , \quad (3.3)$$

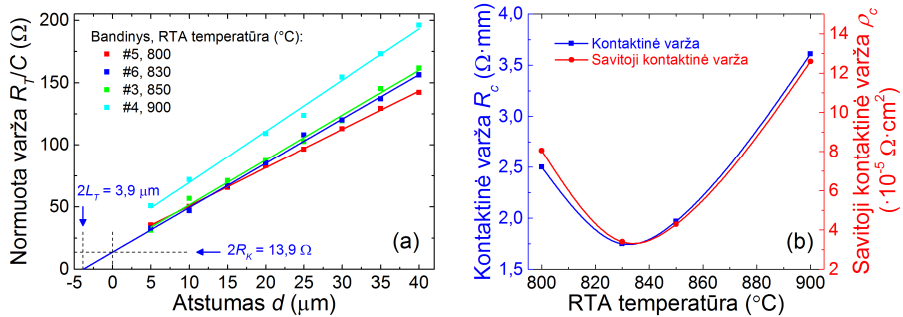
$$C = \frac{r}{d} \ln \left(1 + \frac{d}{r} \right) . \quad (3.4)$$

Du iš aprašytųjų parametru – R_K ir L_T – galima gauti tiesiogiai, atidėjus R_T/C priklausomybės nuo d grafiką. Kai $d = 0 \mu\text{m}$, t. y. kanalo varža $R_{ch} = 0$, pagal (3.1) formulę $R_T = 2R_K$. Dviguba kontaktinės varžos vertė grafiškai nustatoma iš 3.2(a) pav. parodytų rezultatų. Tuo tarpu taškas, kuriame tiesė kerta absčių ašį, pagal (3.2) formulę atitinka dvigubą pernašos ilgio vertę.

Nors ir visuotinai žinoma, kad, norint gauti ominius kontaktus AlGaIn/GaN heterostrukūroje, juos reikia atkaitinti $800 \text{ }^\circ\text{C}$ – $900 \text{ }^\circ\text{C}$ temperatūroje, tačiau tiksli atkaitinimo temperatūra priklauso nuo įvairių priežasčių ir todėl gali skirtis įvairiose laboratorijose [55]. 3.2(a) paveiksle vaizduojamos išmatuotos #5, #6, #3 ir #4 bandinių, pagamintų iš TG2196 heterostrukūros ir atkaitintų skirtingose temperatūrose, CTLM testinių struktūrų varžų R_T/C priklausomybės nuo atstumo d bei pažymėtas R_K ir L_T verčių suradimo metodas. To paties paveikslo (b) dalyje vaizduojama į kontakto plotį $2\pi r = 0,251 \text{ mm}$ sunormuotos kontaktinės varžos $R_c = R_K \cdot 2\pi r$ bei pagal (3.3) formulę suskaičiuotos savitosios varžos ρ_c priklausomybė nuo RTA temperatūros. Iš eksperimentinių duomenų nustatyta, jog mažiausios kontakto varžos gaunamos bandinius atkaitinant $830 \text{ }^\circ\text{C}$ temperatūroje: $R_c = 1,8 \Omega \cdot \text{mm}$ ir $\rho_c = 3,4 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Ši RTA temperatūra naudota atkaitinant visų vėlesnių bandinių ominius kontaktus, o gautos jų varžos buvo neprastesnės nei #6 bandinio atveju.

Pernašos ilgio vertė #6 bandinyje buvo $L_T = 1,9 \mu\text{m}$. Mažos pernašos ilgio vertės lemia trumpesnį efektyvųjį kanalą bei geresnius elektrinius parametrus [136]. Dar vieną parametru – 2DEG sluoksnio varžą – galima rasti naudojant

(3.2) formulę, kai $d = 0 \mu\text{m}$. Suskaičiuota TG2196 heterostrukūros sluoksnio varža esant $830 \text{ }^\circ\text{C}$ RTA temperatūrai, siekė $R_{sh} = 780 \Omega/\square$.

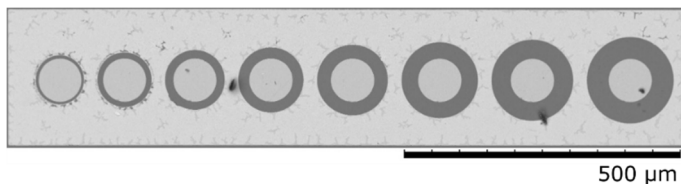


3.2 pav. #5, #6, #3 ir #4 bandinių, atkaitintų skirtingose temperatūrose, CTLM testinių struktūrų tyrimas: (a) varžos priklausomybės nuo atstumo, įvertinus pataisos C įtaką pagal (3.4) formulę, (b) kontaktinės varžos bei savitosios kontaktinės varžos priklausomybė nuo RTA temperatūros. Adaptuota iš [P4] pridant kontaktinės varžos R_c priklausomybę nuo RTA temperatūros.

3.2. Šotkio kontaktai

Šotkio kontaktai yra itin svarbi elektronikos komponentų dalis, ypač tokių, kurie pagaminti iš savojo oksido neturinčių medžiagų [55]. Šotkio kontaktams gauti ant AlGaIn/GaN buvo bandyta naudoti įvairius metalus – Pd, Pt, Re, Cu, Au, Ti, Ni ir kitus, taip pat – įvairias metalų sluoksnių kombinacijas [55]. Dažniausiai yra naudojami Ni/Au metalų sluoksniai dėl geros adhezijos [55], tinkamo Šotkio barjero aukščio (apie 0,7-1,1 eV), gero šiluminio stabilumo bei mažų nuotėkio srovių [137].

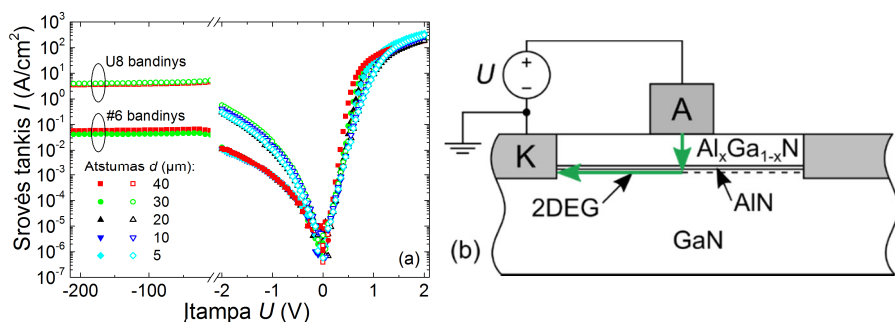
Siekiant charakterizuoti Šotkio kontaktus, buvo pagaminti Šotkio diodai, kurių matmenys buvo identiškai CTLM struktūroms, tačiau skyrėsi viena esmine detale – apskriti kontaktai SD buvo ne ominiai, o Šotkio. Tokios struktūros, turinčios aštuonis SD su skirtingu atstumu d , SEM nuotrauka yra pateikta 3.3 pav.



3.3 pav. Šotkio diodų serijos SEM nuotrauka [P7].

#6 ir U8 bandinių, pagamintų iš skirtingų heterostrukūrų, užaugintų ant safyro padėklo, Šotkio diodų I-V charakteristikos, išmatuotos plačiame įtampų U intervale nuo -210 V iki $+2$ V, yra pateiktos 3.4(a) pav. To paties paveikslo (b) dalyje parodyta elektrinė SD charakteristikų matavimo schema. Prijungus tiesiogine kryptimi, SD tekanti srovė pradeda sotintis esant maždaug $+1$ V įtampai. Srovės stipris esant $+2$ V įtampai priklausė nuo atstumo d tarp ominoio iš Šotkio kontaktų. Didžiausias srovės stiprio vertės, išmatuotos esant mažiausiam atstumui $d = 5$ μm , #6 bandinyje siekė 360 A/cm², U8 bandinyje – 310 A/cm² ir buvo apie du kartus didesnės nei to paties bandinio Šotkio diodų su didesniu d dėl didesnės kanalo varžos, tiesiogiai proporcingos kanalo ilgiui.

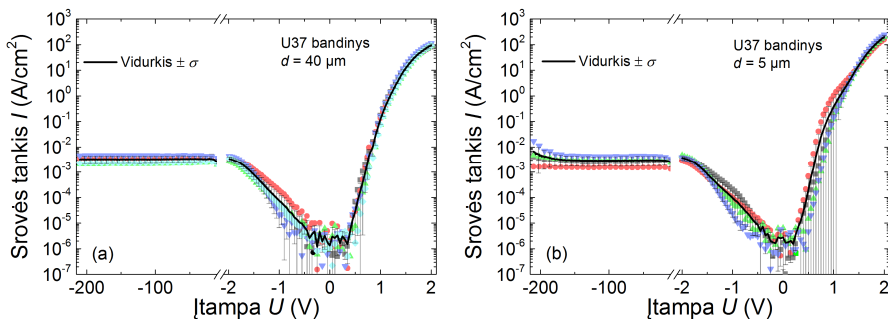
Dar ryškesni skirtumai tarp bandinių buvo stebėti neigiamų įtampų srityje. Abiejų bandinių SD nuotėkio srovė įsisotino prijungus -3 V įtampą, tačiau #6 bandinio dioduose ji siekė 49 ± 11 mA/cm², o U8 bandinio – net $3,9 \pm 0,5$ A/cm², t. y. buvo didesnė maždaug dviem eilėmis. Tokį nuotėkio srovių skirtumą galima paaiškinti skirtingu siūlinių dislokacijų tankiu, kuris, kaip parodyta 2.1 pav., TG2219 heterostrukūroje (U8 bandinys) buvo gerokai didesnis nei TG2196 heterostrukūroje (#6 bandinys). Tačiau abiem atvejais SD elektrinis pramušimas neįvyko net ir pridėjus didžiausią turėto šaltinio išduodamą įtampą, lygią -210 V. SD, kurių $d = 30$ μm , ši įtampa atitinka 70 kV/cm stiprio EL.



3.4 pav. (a) U8 ir #6 bandinių Šotkio diodų I-V charakteristikos. Šiame ir kituose SD I-V charakteristikas vaizduojančiuose paveiksluose srovė I buvo sunormuota į Šotkio kontakto plotą $S_{SD} = \pi r^2 = 5,03 \cdot 10^{-5}$ cm². Adaptuota iš [P4] pridėdant U8 bandinio charakteristikas. (b) Elektrinė SD I-V ir C-V charakteristikų matavimo schema. A ir K raidėmis atitinkamai pažymėti anodo ir katodo kontaktai.

3.5 paveiksle pateikiamos U37 bandinio, pagaminto iš ant silicio karbido užaugintos heterostrukūros, SD I-V charakteristikos. SD, kurių $d = 40$ μm ,

nuotėkio srovė įsisotina ties -2 V. Šoties srovė įgauna vertę $3,3 \pm 1,1$ mA/cm², daugiau nei dešimt kartų mažesnę nei geriausių SD, pagamintų iš ant safyro užaugintų heterostruktūrų (3.4 pav.). Didžiausia tiesioginė srovė SD, kurių $d = 40$ μm siekė 94 ± 12 mA/cm² ir buvo apie du kartus mažesnė nei SD, kurių $d = 5$ μm (198 ± 33 mA/cm², 3.5(b) pav.). Tai yra mažesnės vertės nei #6 ir U8 bandiniuose, tačiau būtina atkreipti dėmesį, jog U37 bandinio SD tiesioginės srovės neįsisotino iki pridėtos didžiausios tiesioginės įtampos, lygios $+2$ V, kas rodo, jog didžiausia galima srovės stiprio vertė matavimo metu nebuvo pasiekta. Iš 3.5(b) pav. pavaizduotų I-V charakteristikų matyti, jog šių SD nuotėkio srovė išliko panaši į SD, kurių $d = 40$ μm, ir siekė $3,0 \pm 1,2$ mA/cm² iki maždaug -160 V atgalinės įtampos, o srovės perjungimo santykis I_{ON}/I_{OFF} siekė apie 50 dB visame matuotame atgalinių įtampų intervale. Nuotėkio srovių išaugimas, matomas padidinus atgalinę įtampą virš -160 V, tikriausiai susijęs su priemaišų aktyvavimu bandinyje. Nepaisant to, nė viename tirtame SD neįvyko elektrinis pramušimas. Tai rodo, kad U37 bandinio SD pramušimo EL stipris viršija 420 kV/cm.

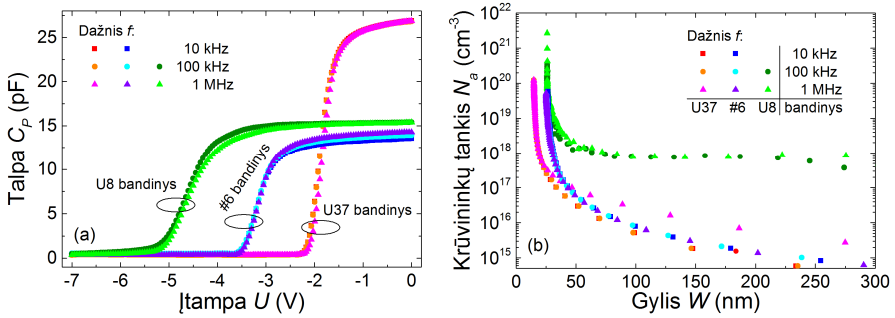


3.5 pav. U37 bandinio SD, kurių (a) $d = 40$ μm ir (b) $d = 5$ μm I-V charakteristikos. Juoda linija yra vidutinė vertė, o statmenos linijos žymi vieno standartinio nuokrypio vertės [P1].

Šiame skyrelyje pristatytų Šotkio diodų, pagamintų iš ant Al₂O₃ padėklo užaugintų heterostruktūrų, parametrai buvo palyginami su literatūroje sutinkamomis vertėmis. Pvz., [127] darbe aprašytų SD nuotėkio srovės siekė apie 1-10 A/cm², esant -10 V atgalinei įtampai, o tiesioginė srovė prijungus $+2$ V siekė 100-1000 A/cm². Lyginant SD ant SiC padėklų, parametrų vertės taip pat buvo panašios [138] (nuotėkio srovė apie 2-200 mA/cm² ties -15 V, tiesioginė srovė apie 100 A/cm² ties $+2$ V), tačiau atsiliko nuo SD ant tūrinio GaN padėklo [127]. Pastaruoju atveju nuotėkio srovės buvo iki šimto kartų mažesnės.

3.3. 2DEG charakterizavimas

Šotkio diodų C-V charakteristikos, pavaizduotos 3.6(a) pav., buvo išmatuotos prijungiant prie anodo neigiamą įtampą katodo atžvilgiu nuo 0 V iki -7 V. Charakteristikų pobūdis nepriklausė nuo atstumo d , o pasireiškianti silpna priklausomybė nuo kintamosios srovės dažnio priskirtina zondinės stoties kalibravimo ypatumams. Didinant neigiamos įtampos vertę, dėl kuloninės sąveikos dvimačiai elektronai yra „išstumiami“ iš kanalo, o kanalo uždarymui reikalinga įtampa yra vadinama atkirtos įtampa (angl. *threshold voltage*) U_{th} . SD atkirtos įtampa priklauso nuo $Al_xGa_{1-x}N$ barjero storio bei 2DEG tankio; didėjant šiems parametrams auga ir atkirtos įtampa. Išmatuotos atkirtos įtampos buvo skirtingos: U8, #6 ir U37 bandiniuose gautos vertės atitinkamai siekė -5,2 V, -3,4 V ir -2,1 V.



3.6 pav. #6, U8 ir U37 bandinių SD, kurių $d = 40 \mu m$, (a) C-V charakteristikos esant skirtingiems kintamosios srovės dažniams ir (b) krūvio pasiskirstymo nuo gylio W priklausomybės heterostruktūrose, apskaičiuotos naudojant (3.6) ir (3.7) formules. Adaptuota iš [P1] ir [P4] pridant U8 bandinio charakteristikas.

C-V matavimai yra svarbūs norint nustatyti dvimačių elektronų tankį bei pasiskirstymą heterostruktūroje. 2DEG tankis N_{2DEG} yra suskaičiuojamas integruojant $C_p(U)$ charakteristiką [135]:

$$N_{2DEG} = \frac{1}{eS} \int_{U_{th}}^0 C_p(U) dU, \quad (3.5)$$

čia $C_p(U)$ yra C-V matavimu gauta talpos priklausomybė nuo įtampos. Apskaičiuotos 2DEG tankio vertės U8, #6 ir U37 bandiniuose, kai kintamosios srovės dažnis $f = 100$ kHz, buvo atitinkamai lygios $(8,6 \pm 0,5) \cdot 10^{12} cm^{-2}$, $(5,0 \pm 0,1) \cdot 10^{12} cm^{-2}$ ir $(5,9 \pm 0,1) \cdot 10^{12} cm^{-2}$. Norint nustatyti 2DEG tankio pasiskirstymą heterostruktūroje, reikia apskaičiuoti krūvininkų

atstumą nuo paviršiaus bei jų koncentraciją kiekvienam išmatuotos C-V charakteristikos taškui pagal šias formules [135]:

$$W = \frac{\varepsilon_b \varepsilon_0 S}{C_p}, \quad (3.6)$$

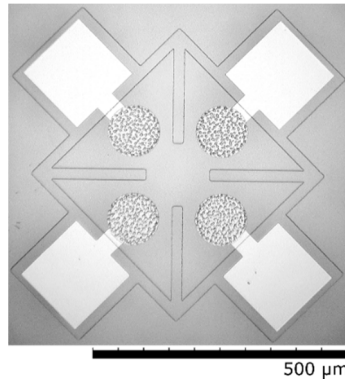
$$N_a = -\frac{C_p^3}{e \varepsilon_b \varepsilon_0 S^2 dC_p(U)/dU}, \quad (3.7)$$

čia $dC_p(U)/dU$ yra pirmoji $C_p(U)$ išvestinė pagal įtampą. Apskaičiuotos krūvio pasiskirstymo nuo gylio priklausomybės #6, U8 ir U37 bandiniuose pavaizduotos 3.6(b) pav. Iš pasiskirstymo buvo nustatytas 2DEG sluoksnio atstumas nuo heterostrukūros paviršiaus: 27 ± 2 nm, 26 ± 0 nm ir 15 ± 0 nm atitinkamai U8, #6 ir U37 bandiniams. Nustatyta 2DEG padėtis U8 ir #6 bandiniuose puikiai sutapo su XRD tyrimo metu gautomis $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ barjero storio vertėmis (žr. 3 lentelę), o U37 bandinyje skyrėsi 4 nm.

Iš CTLM matavimų suradus sluoksnio varžą, o iš C-V matavimų – 2DEG koncentraciją, galima suskaičiuoti elektronų jaudrį 2DEG kanale [135]:

$$\mu = \frac{1}{e N_{2DEG} R_{sh}}. \quad (3.8)$$

Suskaičiuotų krūvininkų jaudrių vertės U8, #6 ir U37 bandiniuose buvo atitinkamai lygios $1650 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, $1400 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ ir $1820 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$.



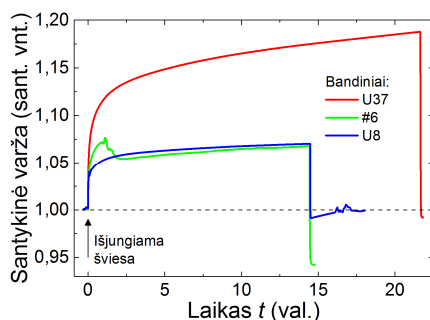
3.7 pav. Halo matavimams naudotos van der Pauw struktūros fotonuotrauka.

2DEG tankis, jaudris bei sluoksnio varža bandiniuose taip pat buvo nustatyti iš Halo matavimų naudojant van der Pauw struktūrą [135], kurios nuotrauka parodyta 3.7 pav. TG2196 heterostrukūros (#6 bandinys) 2DEG tankis RT buvo $9,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, jaudris – $1340 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, o naudojant (3.8) formulę suskaičiuota sluoksnio varža – $510 \Omega/\square$. TG2196 heterostrukūros krūvininkų jaudris skysto azoto temperatūroje (77 K) gautas $4170 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$.

HX2688 heterostrukūros (U37 bandinys) parametrai atitinkamai gauti $8,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $1880 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ ir $410 \Omega/\square \text{ RT}$ bei $6,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $17300 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ ir 50Ω esant 77 K temperatūrai.

Pastebėtina, kad iš Holo matavimų nustatytas 2DEG tankis yra didesnis, nei suskaičiuotas iš C-V charakteristikų: TG2196 heterostrukūros judrių verčių santykis buvo 1,8, o HX2688 heterostrukūros – 1,4. Šį verčių skirtumą lemia nevienoda 2DEG būseną matavimų metu. C-V tyrimo metu heterostrukūra yra padengta metalu (SD Šotkio kontaktas), kurio kontaktinio potencialo veikiama kvantinė duobė tampa seklesnė, o 2DEG tankis atitinkamai mažesnis. Gi Holo matavimo struktūra nėra uždengta metalu, todėl dvimačiai elektronai nėra paveikti. Į skirtingą 2DEG būseną ir dėl to besiskiriančią 2DEG tankį būtina atsižvelgti skaičiuojant ekranuotų ir neekranuotų plazmonų dažnius pagal (1.7) formulę.

Sluoksnio varža, suskaičiuota iš CTLM matavimų naudojant (3.2) formulę, gauta didesnė, nei suskaičiuota iš Holo matavimų naudojant (3.8) formulę. Abiejų heterostrukūrų (TG2196 ir HX2688) sluoksnio varžų, gautų skirtingais metodais, santykis buvo 1,5. Verčių skirtumą lemia skirtinga matavimo struktūrų geometrija, neoptimalūs jų matmenys [139] bei bandinių varžos priklausomybė nuo apšvietimo.



3.8 pav. #6, U8 ir U37 bandinių CTLM elemento, kurio $d = 40 \mu\text{m}$, varžos priklausomybė nuo laiko matavimus atliekant tamsoje. Santykinė varža suskaičiuota padalijus laikinę varžos priklausomybę $R(t)$ iš pradinės bandinio varžos $R_{t=0}$.

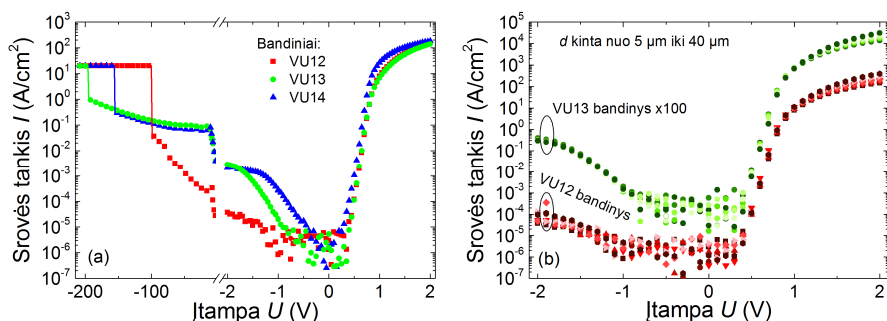
Bandinių varžos priklausomybė nuo apšvietimo buvo iširta matuojant CTLM elemento, kurio $d = 40 \mu\text{m}$, varžą. Iš pradžių bandinys buvo palaikytas šviesoje, o nusistovėjus elemento varžai šviesa išjungta (laiko momentas $t = 0$). Tyrimo rezultatai parodyti 3.8 pav. Iš jų matyti, jog, išjungus šviesą, bandinių varža gana sparčiai didėja. Per 30 min. U37 bandinio varža išaugo apie 10 %, #6 bandinio – apie 7 %, o U8 bandinio – beveik 5 %. Panašūs

rezultatai aprašomi ir literatūroje [140]. Palaikius bandinius tamsoje ilgesnį laiką, varžos stebėti pokyčiai buvo dar didesni – net iki 20 % per daugiau nei 20 val. U37 bandinyje. Tokia varžos priklausomybė nuo apšvietimo siejama su giliais pagavos centrais heterostrukūros paviršiuje [141] arba tūryje [140] bei yra viena iš netikslumų charakterizuojant bandinius priežasčių.

3.4. Supergardelės įtaka AlGaIn/GaN heterostrukūrų elektriniams parametrams

Kaip buvo minėta 1.4 skyrelyje, supergardelės įterpimas į auginamus nitridų sluoksnius yra vienas iš būdų mažinti siūlinių dislokacijų tankį bei pagerinti kitas heterostrukūrų savybes. Dauguma darbų, kuriuose nagrinėjama SL įtaka, heterostrukūrų tyrimams naudoja struktūrinę analizę (XRD), optinę bei elektronų mikroskopiją (SEM, TEM) ir fotoluminescenciją [91], [92], [142], [143]. Daug mažiau darbų yra orientuotų į tiesioginę SL įtakos elektronikos komponentų elektriniams parametrams analizę, pvz. lazerinių diodų [144], HEMT [145] ar UV jutiklių [146].

Siekiant išbandyti literatūroje minimą metodą bei pagilinti eksperimentines SL įtakos elektronikos komponentų parametrams žinias, VU FF FNI buvo užaugintos SL turinčios heterostrukūros, kurių sluoksnių parametrai yra pateikti 3 lentelėje. Vien pažvelgus į 2.1 pav. pavaizduotus AFM topografinius vaizdus matyti, jog heterostrukūrų, turinčių SL (VU394 ir VU395), paviršiuje yra gerokai daugiau tamsių taškų, rodančių siūlines dislokacijas. Skaičiai, pateikti 2.1 skyrelyje tai patvirtina – *TDD* heterostrukūrose su SL buvo apie 3 kartus didesnis, o paviršiaus šiurkštumas – apie 1,5-2 kartus didesnis. Šie duomenys rodo, kad, priešingai nei tikėtasi, supergardelė nepagerino paviršiaus kokybės.

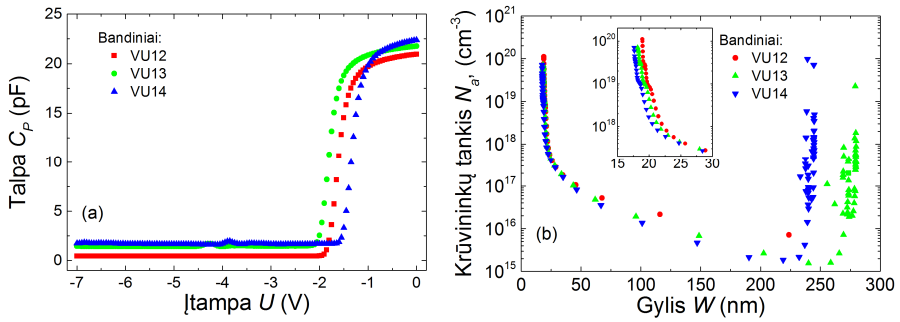


3.9 pav. (a) VU12, VU13 ir VU14 bandinių Šotkio diodų, kurių $d = 40 \mu\text{m}$, I-V charakteristikos. (b) VU12 ir VU13 bandinių Šotkio diodų su skirtingais d I-V charakteristikos. Panašaus dydžio charakteristikų išsibarstymas buvo ir VU14 bandinyje [P7].

Iš minėtų heterostrukturų buvo pagaminti VU12, VU13 ir VU14 bandiniai, kurių Šotkio diodų I-V ir C-V charakteristikos yra pateiktos 3.9 pav. Prijungus tiesioginę įtampą, I-V elgsena buvo panaši į 3.2 skyrelyje aptartą U8 ir #6 bandinių – tekanti srovė pradėjo soti ties maždaug +1 V įtampa, o didžiausia srovė ties +2 V įtampa priklausė nuo atstumo d : nuo 150 A/cm² iki 400 A/cm² VU12 bandinyje, nuo 140 A/cm² iki 310 A/cm² VU13 bandinyje ir nuo 180 A/cm² iki 610 A/cm² VU14 bandinyje. Neigiamų įtampų srityje galima išskirti dvi sritis – spartaus nuotėkio srovių augimo iki maždaug -15 V ir lėtesnio augimo esant didesnėms atgalinėms įtampoms. Toks kitimo pobūdis rodo skirtingus srovės tekėjimo kelius heterostrukturuose – esant nedidelei neigiamai įtampai dominuoja nuotėkis per paviršiaus defektus, o įtampai toliau augant prasideda nuotėkis heterostrukturų tūryje, greičiausiai – GaN ir padėklo arba GaN ir SL sandūroje [147]. Nuotėkio srovės nepriklausė nuo atstumo d , kaip pavaizduota 3.9(b), tačiau bandiniuose, turinčiuose SL, buvo gerokai didesnės nei bandinyje be SL. Pastarasis reiškinytis paaiškintinas didesniu *TDD* bandiniuose, turinčiuose SL.

Įdomu tai, kad, nepaisant didesnio *TDD* ir aukštesnių nuotėkio srovės verčių, VU13 ir VU14 bandiniuose stebėtos aukštesnės pramušimo laukų vertės nei VU12 bandinyje. VU12 bandinyje vidutinė vertė buvo 40 ± 15 kV/cm, VU13 bandinyje – 57 ± 9 kV/cm, o VU14 bandinyje – 52 ± 10 kV/cm. Gana dideles paklaidas lėmė maža suvidurkintų dydžių imtis bei tai, kad ne visus diodai buvo pramušti – tokiu atveju į vidurkį buvo įtraukiama konservatyvi vertė, atitinkanti -210 V įtampą. Gautos SD pramušimo EL vertės ir jų tendencija rodo, kad pramušimas Šotkio dioduose įvyksta ne per paviršių defektus, o tūryje. Tuo buvo įsitikinta atidžiai apžiūrėjus pramuštus SD ir neradus akivaizdžių paviršiaus ar kontaktų pažeidimo.

3.10(a) paveiksle parodytos VU12, VU13 ir VU14 bandinių SD, kurių $d = 40 \mu\text{m}$, C-V charakteristikos, išmatuotos kintamosios srovės dažniui esant lygiam $f = 100 \text{ kHz}$. Atkirtos įtampos šiuose bandiniuose atitinkamai lygios -1,8 V, -2,0 V ir -1,5 V. Net ir neigiama įtampa uždarius kanalą, bandiniuose su SL stebėta gana didelė likutinės talpos vertė, apie 3-4 kartus didesnė nei bandiniuose be SL – VU12 bandinyje bei kituose bandiniuose, kurių C-V charakteristikos pavaizduotos 3.6(a) pav. Ši likutinė talpa rodo, kad bandinio tūryje yra susikaupę papildomi krūvininkai, kurių neveikia gana silpnas pridėtos neigiamos įtampos EL. Pastarąjį teiginį patvirtinantys duomenys buvo gauti suskaičiuojant 2DEG tankio pasiskirstymą nuo gylio heterostrukturuose; šios priklausomybės yra pateiktos 3.10(b) pav. VU14 ir VU13 bandiniuose, maždaug 240-280 nm gylyje matomas krūvininkų tankio padidėjimas kaip tik ir rodo susiformavusį parazitinį laidumo kanalą netoli GaN ir SL sandūros. Šis papildomas laidumo kanalas daro įtaką komponentų



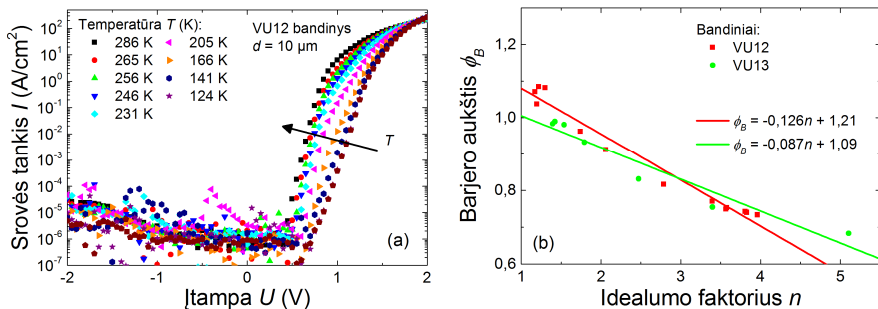
3.10 pav. VU12, VU13 ir VU14 bandinių SD, kurių $d = 40 \mu\text{m}$, (a) C-V charakteristikos esant $f = 100 \text{ kHz}$ kintamosios srovės dažniui ir (b) krūvio pasiskirstymo nuo gylio priklausomybės, apskaičiuotos naudojant (3.6) ir (3.7) formules. Intarpe parodytos tos pačios priklausomybės siaurame gylių ruože.

elektriniams parametrms, pvz. mažina CLTM būdu nustatomą sluoksnio varžą bei didina nuotėkio srovės vertę prijungus didelę atgalinę įtampą.

3.11(a) paveiksle parodytos VU12 bandinio Šotkio diodo, kurio $d = 10 \mu\text{m}$, I-V charakteristikos, išmatuotos skirtingose temperatūrose nuo 124 K iki RT (286 K). Nors nuotėkio srovės šaldant nepakito, matyti stipri diodo slenkstinės įtampos priklausomybė nuo temperatūros: kambario temperatūroje diodas atsidaro ties maždaug 0,4 V, o atšaldžius iki 124 K – ties maždaug 0,7 V.

Šotkio diodo I-V charakteristika yra aprašoma Šoklio diodo lygtimi [148]:

$$I = I_s \exp\left(\frac{eV}{nk_B T}\right), \quad (3.9)$$



3.11 pav. (a) VU12 bandinio Šotkio diodo, kurio $d = 10 \mu\text{m}$, temperatūrinės I-V charakteristikos [P7]. (b) VU12 ir VU13 bandinių barjero aukščio priklausomybė nuo idealumo faktoriaus. Adaptuota iš [P7] pridėdant VU13 bandinio charakteristiką.

čia n yra idealumo faktorius, k_B – Bolcmano konstanta, T – bandinio temperatūra, o I_s – soties srovė, aprašoma termijonine emisija [135]:

$$I_s = SA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{k_B T}\right), \quad (3.10)$$

čia $A^* = 26,4 \text{ A}/(\text{cm}^2\text{K}^2)$ yra GaN Ričardsono konstanta, o ϕ_B – Šotkio barjero aukštis. Naudojant pastarąsias dvi lygtis, iš išmatuotų I-V charakteristikų galima apskaičiuoti Šotkio barjero aukštį bei idealumo faktorių:

$$\phi_B = \frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{SA^*T^2}{I_s}\right), \quad (3.11)$$

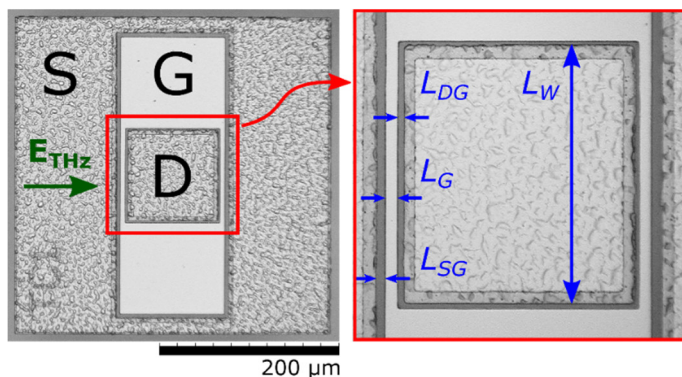
$$n = \frac{e}{\ln(10)k_B T d \log I/dV}. \quad (3.12)$$

Pagal (3.11) ir (3.12) formules suskaičiuoti VU12 ir VU13 bandinių Šotkio diodų barjero aukščiai bei idealumo faktoriaus vertės stipriai priklausė nuo temperatūros ir yra pavaizduoti 3.11(b) pav. Barjero aukštis abiem atvejais tiesiškai priklausė nuo idealumo faktoriaus. Tokia priklausomybė paaiškinama Šotkio barjero nehomogeniškumais, atsirandančiais dėl paviršinių defektų [149]. Pratęsus tiesę iki $n = 1$, gaunama idealaus Šotkio barjero aukščio vertė, kuri VU12 bandinio SD buvo lygi 1,21 eV, o VU13 bandinio SD – 1,09 eV. Šios vertės atitiko literatūroje minimas Ni/Au Šotkio barjero vertes [55], [150].

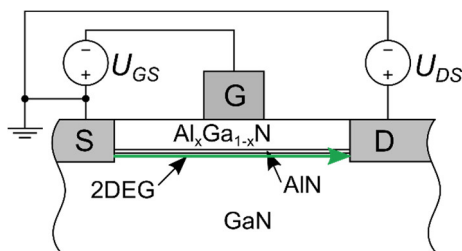
3.5. Didelio elektronų judrio tranzistoriai

Taip pat buvo pagaminti ir didelio elektronų judrio tranzistoriai. Vieno iš jų fotonuotrauka yra pateikta 3.12 pav. HEMT sudaro kvadratinis $L_W \times L_W = 100 \times 100 \mu\text{m}^2$ ploto santakos kontaktas, apsuptas uždaru užtūros kontaktu, kuris, savo ruožtu, buvo apsuptas uždaru ištakos kanalu. Uztūros kontakto plotas buvo $L_G \times L_W = 5,5 \times 100 \mu\text{m}^2$, atstumas tarp ištakos ir santakos (kanalo ilgis) buvo $L_{SD} = 11,5 \mu\text{m}$, o tarp santakos ir užtūros – $L_{DG} = 2,0 \mu\text{m}$.

3.13 paveiksle parodyta HEMT charakteristikų matavimo schema. Tipinės #6, VU12, VU13 ir U37 bandinių HEMT DC išėjimo charakteristikos yra pateiktos 3.14 pav. (α) dalyse. Pažymėtina, jog kai kurios kreivės, atitinkančios mažiausias užtūros įtampos U_{GS} vertes, persikloja ties labai mažomis santakos-ištakos srovėmis I_{DS} . Didžiausia soties srovės vertė buvo gauta U37 bandinyje ir siekė apie 450 mA/mm, o atidaryto kanalo varža R_{ON} šiame bandinyje buvo mažiausia ir siekė 39 Ω . Reali kanalo varža būtų dar



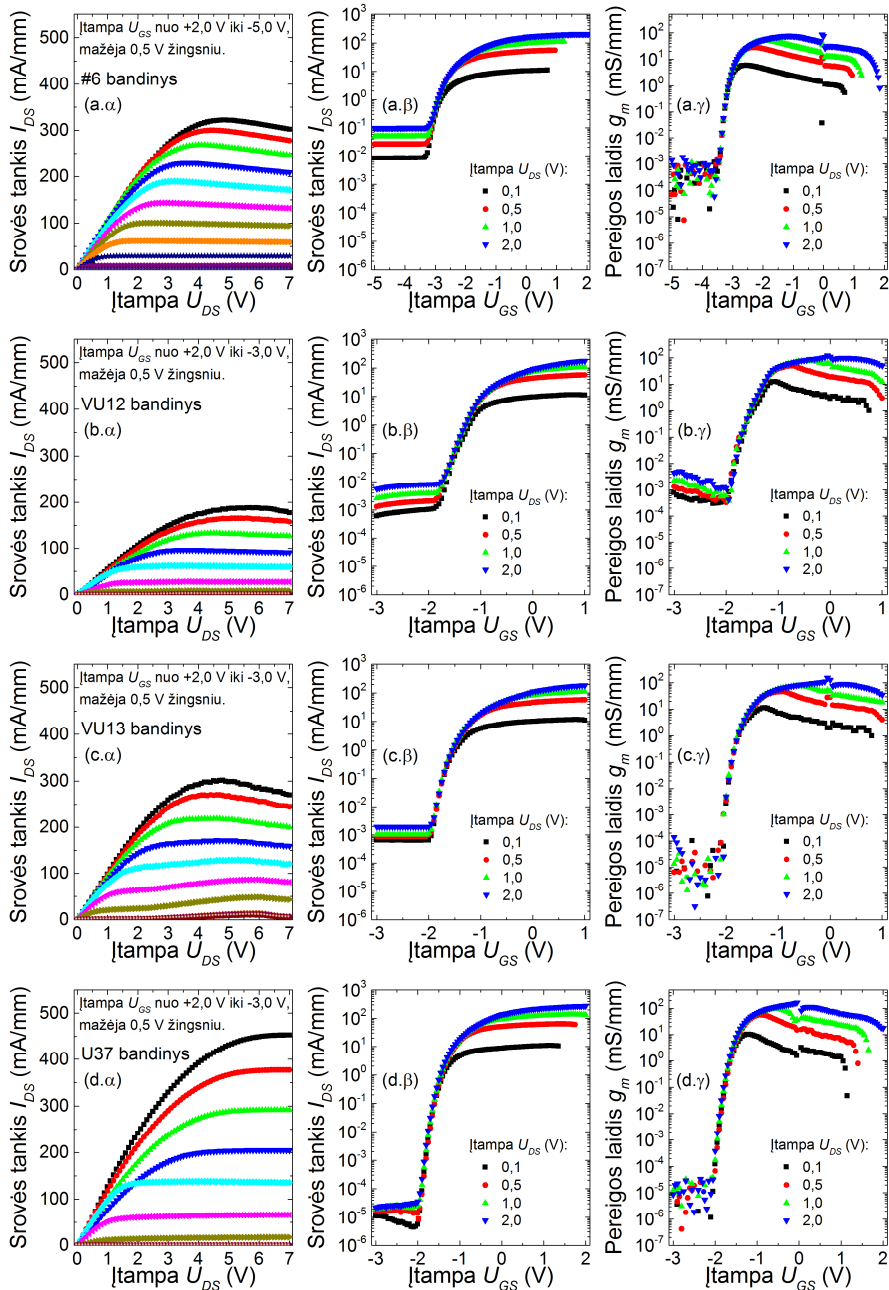
3.12 pav. Didelio elektronų judrio tranzistoriaus fotonuotrauka. S, D ir G raidėmis atitinkamai pažymėti ištakos, santakos ir užtūros kontaktai [P1].



3.13 pav. Elektrinė HEMT charakteristikų matavimo schema.

mažesnė, jei išskaičiuotume kontaktų varžą, ir siektų apie 28Ω . #6, VU12 ir VU13 bandiniuose soties srovės vertės atitinkamai buvo lygios 320 mA/mm , 190 mA/mm ir 300 mA/mm . Pastarojo bandinio kanalo nepavyko visiškai uždaryti net ir pridėjus $U_{GS} = -3 \text{ V}$: matomą srovės padidėjimą, kai santakos-ištakos įtampa U_{DS} viršija apie $+3 \text{ V}$, tikriausiai lemia dėl SL įterpimo susidaręs papildomas laidumo kanalas, kuris buvo matomas ir 3.10(b) pav. pateiktoje krūvio pasiskirstymo nuo gylio priklausomybėje. Tačiau bandinio su SL I_{DS} vertės buvo apie 1,5 karto didesnės, nei VU12 bandinio (be SL). Taip pat svarbu atkreipti dėmesį, jog vieninteliame U37 bandinyje, kurio heterostruktūra užauginta ant SiC padėklo, nebuvo stebėtas srovių I_{DS} sumažėjimas, atsirandantis dėl Džaulio šilumos išsiskyrimo prijungus dideles įtampas U_{DS} .

3.14 paveikslo (β) dalyse pateiktos tų pačių bandinių HEMT perdavimo charakteristikos, išmatuotos parinkus tam tikras U_{DS} vertes. Atkirtos įtampos vertės, nustatytos iš perdavimo charakteristikų, visuose bandiniuose sutapo su vertėmis, nustatytomis iš C-V charakteristikų, pavaizduotų 3.6(a) ir 3.10(a) pav. Iš visų keturių bandinių geriausius parametrus akivaizdžiai turi U37 bandinys – jo nuotėkio srovių I_{DS} vertės esant uždarytam kanalui



($U_{GS} < -2$ V) mažiausiai priklausė nuo įtampos U_{DS} . Be to, ir pačios nuotėkio srovės buvo mažiausios, leidžiančios pasiekti atidaryto ir uždaryto kanalo srovių santykio I_{ON}/I_{OFF} vertę, lygią net $1,2 \cdot 10^7$ ir bent dviem eilėmis didesnę nei kitų tranzistorių. HEMT pereigos laidžio vertės yra pavaizduotos 3.14 pav. (γ) dalyse. Jos buvo apskaičiuotos pagal šią formulę [135]:

$$g_m = \left. \frac{dI_{DS}}{dU_{GS}} \right|_{U_{DS}=const} . \quad (3.13)$$

Pereigos laidžio vertės esant $U_{DS} = +2$ V ir $U_{GS} = 0$ V #6, VU12, VU13 ir U37 bandiniuose buvo atitinkamai lygios 80 mS/mm, 120 mS/mm, 150 mS/mm ir 170 mS/mm. Kaip ir tikėtasi žvelgiant į perdavimo charakteristikų pobūdį, didžiausia pereigos laidžio vertė buvo gauta U37 bandinyje.

Geriausių prekinų AlGaIn/GaN HEMT, pagamintų iš ant SiC [124] arba tūrinio GaN [151] padėklų užaugintų heterostrukūrų, parametrai nedaug viršija šiame skyrelyje pristatytų HEMT ant SiC vertes. Didžiausios literatūroje minimos santakos-ištakos srovės I_{DS} siekia 1-1,2 A/mm, o pereigos laidis g_m – 220-360 mS/mm. Būtina nepamiršti, kad šiame darbe pristatyti elektroniniai komponentai buvo pagaminti naudojant tik du UV fotolitografijos etapus. Papildomi etapai galėtų dar labiau pagerinti komponentų parametrus, pvz. paviršiaus pasyvacija sumažintų nuotėkio sroves.

3.6. Skyriaus apibendrinimas

Trečiajame disertacijos skyriuje buvo aprašyti pagamintų bandinių charakterizavimo metodai bei rezultatai, apibendrinti 5 lentelėje. Iš pradžių pateikiama ominių kontaktų optimizavimo eiga panaudojant CTLM testinę struktūrą. Šotkio kontaktų parametrai nustatyti ištyrus Šotkio diodus. Taip pat dviem skirtingais būdais – Holo metodu bei Šotkio diodų C-V matavimais – nustatyti 2DEG parametrai. Be to, buvo ištirta SL įtaka įvairiems elektronikos komponentams ir palyginti iš skirtingų heterostrukūrų pagamintų HEMT elektriniai parametrai.

Remiantis šiame skyriuje pristatytais rezultatais, buvo suformuluotas **pirmasis ginamasis teiginys**: AlGaIn/GaN Šotkio diodus ir didelio elektronų judrio tranzistorius, kurių elektriniai parametrai yra palyginami su prekinų komponentų parametrais, galima gaminti naudojant tik du UV fotolitografijos etapus, kurių metu suformuojami ominiai ir Šotkio kontaktai.

5 lentelė. Apibendrinti parametrai, gauti ištyrus heterostruktūras, CTLM struktūras, Šotkio diodus ir didelio elektronų judrio tranzistorius. TDD (siūlinių dislokacijų tankis) ir R_a (paviršiaus RMS šiurkštumas) buvo gauti iš AFM matavimų; W_{2DEG} (2DEG gylis), U_{th} (atkirtos įtampa) ir N_{2DEG} (ekranuotų 2DEG tankis) buvo gauti iš SD C-V matavimų esant $f = 100$ kHz dažniui; R_{sh} (sluoksnio varža) buvo gauta iš CTLM matavimų; μ (krūvininkų judris) buvo gautas iš Holo matavimų RT; I_{leak} (nuotėkio srovės tankis, kai $U = -10$ V), I_{MAX} (tiesioginės srovės tankis, kai $U = +2$ V) ir E_b (pramušimo EL) buvo gauti iš SD I-V matavimų; R_{ON} (atidaryto kanalo varža), I_{ON}/I_{OFF} (atidaryto ir uždaryto kanalo srovių santykis) ir g_m (pereinamos laidis, kai $U_{DS} = +2$ V) buvo gauti iš HEMT I-V matavimų.

Hetero- struktūra	TDD $\cdot 10^9$ cm $^{-2}$	R_a nm	W_{2DEG} nm	U_{th} V	N_{2DEG} $\cdot 10^{12}$ cm $^{-2}$	R_{sh} Ω/\square	μ cm $^2/(V \cdot s)$	I_{leak} mA/cm 2	I_{MAX} A/cm 2	E_b kV/cm	R_{ON} Ω	I_{ON}/I_{OFF} $\cdot 10^6$	g_m mS/mm
TG2196	2,0	0,62	26 \pm 0	-3,4	5,0 \pm 0,1	780	1340	49 \pm 11	360	> 70	45	0,0021	80
TG2219	n. d.	0,96	27 \pm 2	-5,2	8,6 \pm 0,5	440	n. d.	3900 \pm 500	310	> 70	n. d.	n. d.	n. d.
VU393	1,1	0,40	19 \pm 0	-1,8	4,0 \pm 0,0	670	n. d.	0,4 \pm 0,1	400	40 \pm 15	85	0,032	120
VU394	3,4	0,60	19 \pm 0	-2,0	4,7 \pm 0,0	620	n. d.	58 \pm 6	310	57 \pm 9	49	0,10	150
VU395	3,9	0,88	18 \pm 0	-1,5	3,6 \pm 0,0	860	n. d.	72 \pm 11	610	52 \pm 10	n. d.	n. d.	n. d.
HX2688	n. d.	0,44	15 \pm 0	-2,1	5,9 \pm 0,1	600	1880	3,3 \pm 1,1	198 \pm 33	> 420	39	12	170
AlGaIn/GaN	Šotkio diodai ant Al $_2$ O $_3$ padėklo [127]												
AlGaIn/GaN	Šotkio diodai ant SiC padėklo [138]												
AlGaIn/GaN	Šotkio diodai ant GaN padėklo [127]												
AlGaIn/GaN	HEMT ant SiC padėklo [124]												
AlGaIn/GaN	HEMT ant GaN padėklo [151]												
											n. d.	n. d.	360
											11	n. d.	220

n. d. – nėra duomenų.

4. THZ SPINDULIUOTĖS DETEKCIJA

Pagrindiniai parametrai, apibūdinantys skirtingus jutiklius, yra jautris J ir ekvivalentinė triukšmo galia (NEP). Atlikus rastrinį pluošto skenavimą, jautris yra suskaičiuojamas naudojant šią formulę [31]:

$$J = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\int U_d dS_p}{\Phi_{spind} S_d}, \quad (4.1)$$

čia U_d – jutiklio signalas, nuskaitytas sinchroniniu stiprintuvu, dS_p – rastrinio vaizdo taško plotas, Φ_{spind} – į jutiklį krintančios spinduliuotės srautas. S_d yra izotropinės antenos plotas, lygus [152]:

$$S_d = \frac{\lambda^2}{4\pi}, \quad (4.2)$$

čia λ detektuojamos spinduliuotės bangos ilgis. Ekvivalentinė triukšmo galia apskaičiuojama taip [31]:

$$NEP = \frac{\sqrt{4k_B TR}}{J}, \quad (4.3)$$

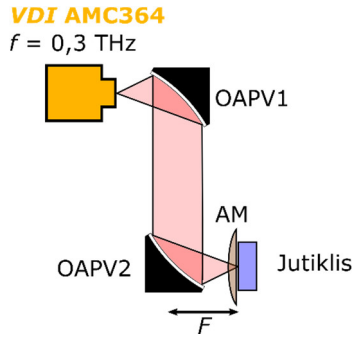
čia T yra jutiklio temperatūra, o R – jutiklio varža.

4.1. THz spinduliuotės detekcija naudojant HEMT

Įvade buvo minėti vieni iš THz spinduliuotės jutiklių – FET, kurių veikimo principas grindžiamas plazminių bangų lyginimu 2DEG kanale [27]. Kaip buvo parodyta 1.5 skyrelyje, plazminės bangos gali susidaryti ir HEMT kanale. Žinant pastarąjį faktą, kyla noras patikrinti, ar įmanoma detektuoti THz spinduliuotę paprastu, specialiajai detekcijai nepritaikytu HEMT (t. y. neturinčiu specialios integruotos THz dažnio antenos), aprašytu 3.5 skyrelyje, bei palyginti tokio HEMT, veikiančio jutiklio režimu, parametrus su BT diodais bei specializuotais FET jutikliais, turinčiais antenas bei skirtais THz spinduliuotei detektuoti (TeraFET).

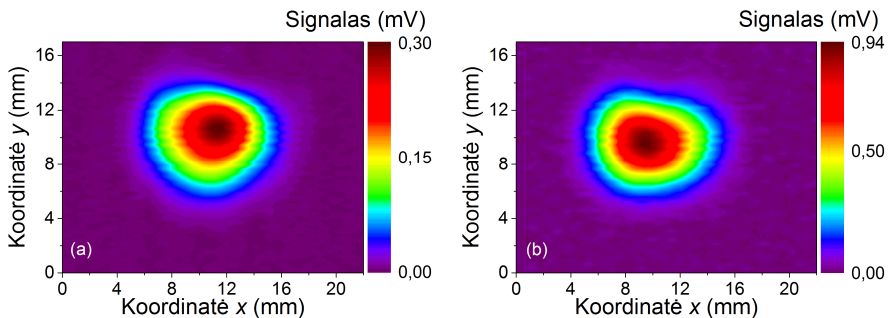
Detekcijai buvo pasirinktas U33 bandinio, pagaminto iš HX2688 heterostruktūros, HEMT, kurio elektriniai parametrai buvo artimi U37 bandinio parametrų, parodytiems 3.14(d) pav. Detekcijos principinė optinė schema parodyta 4.1 pav.

Prekinis VDI AMC364 šaltinis (dažnio daugintuvų grandinė), kurio spinduliuojamų bangų dažnis – 0,3 THz, buvo panaudotas kaip THz spinduliuotės šaltinis. Šaltinio spinduliuotės srautas ties jutikliu, išmatuotas kalibruotu fotoakustiniu absoliučios galios matuokliu *Thomas Keating*, buvo



4.1 pav. THz spinduliuotės detekcijos principinė optinė schema.

$\Phi_{spind} = 11 \text{ mW}$. Spinduliuotės srautas buvo elektriškai moduluotas 1 kHz dažniu, o pluoštas sufokusuotas į HEMT iš padėklo pusės panaudojant 5 cm skersmens ir $F = 10 \text{ cm}$ ilgio židinio nuotolio neašinį parabolinį (angl. *off-axis parabolic*, OAP) veidrodį OAPV2 bei aplanatinį Si lęšį AM. Į bandinį krintančios spinduliuotės elektrinio lauko E_{THz} kryptis HEMT kontaktų atžvilgiu yra parodyta 3.12 pav. HEMT buvo prijungtas bendros ištakos jungimo grandinėje ir su juo atliktas rastrinis sufokusuoto pluošto skenavimas. Signalas buvo nuskaitomas sinchroniniu stiprintuvu *Signal Recovery 7265*. Visi matavimai buvo atlikti kambario temperatūroje.



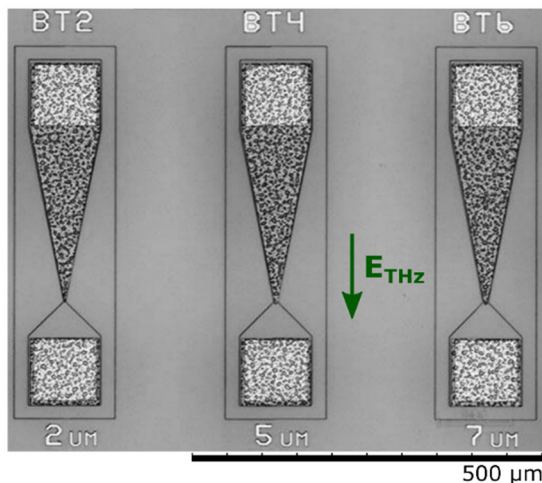
4.2 pav. 0,3 THz dažnio spinduliuotės šaltinio sufokusuoto pluošto skerspjūvio atvaizdas, gautas naudojant U33 bandinio HEMT, kai (a) $U_{GS} = 0 \text{ V}$ [P1] ir (b) $U_{GS} = -1,5 \text{ V}$. Taško dydis abiem atvejais yra $S_p = 0,3 \times 0,3 \text{ mm}^2$.

4.2 paveiksle parodyti *VDI* šaltinio pluošto fokuso plokštumoje vaizdai, išmatuoti prie U33 bandinio HEMT užtūros kontakto prijungus skirtingas įtampas U_{GS} . Kai $U_{GS} = 0 \text{ V}$, pagal (4.1)-(4.3) formules apskaičiuotas HEMT jutiklio jautris siekė $J = 2,6 \text{ V/W}$, o ekvivalentinė triukšmo galia buvo $NEP = 0,60 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Antruoju atveju, kai $U_{GS} = -1,5 \text{ V}$, parametrai gauti tokie: $J = 7,5 \text{ V/W}$ ir $NEP = 2,7 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Matyti, kad prie užtūros kontakto prijungus

neigiamą įtampą, tris kartus išaugo jutiklio jautris, tačiau taip pat daugiau nei keturis kartus išaugo ir *NEP*.

4.2. THz spinduliuotės detekcija naudojant „peteliškės“ tipo diodus

Siekiant palyginti HEMT detekcijos parametrus, pluošto skerspjūvio vaizdinimas buvo atliktas ir su tame pačiame U33 bandinyje pagamintais „peteliškės“ tipo diodais. Tokių BT diodų fotonuotrauka bei į diodą krintančios spinduliuotės elektrinio lauko E_{THz} kryptis pateikta 4.3 pav. BT diodą sudaro nesimetrinės formos AlGaIn/GaN struktūra, o viena iš smailėjančių dalių yra metalizuota. BT diodo idėja buvo pristatyta 1994 metais, o jų veikimo principas grindžiamas netolygiu laisvųjų krūvininkų kaitimu atskirose BT diodo dalyse, esančiose prie sąsmaukos [153].

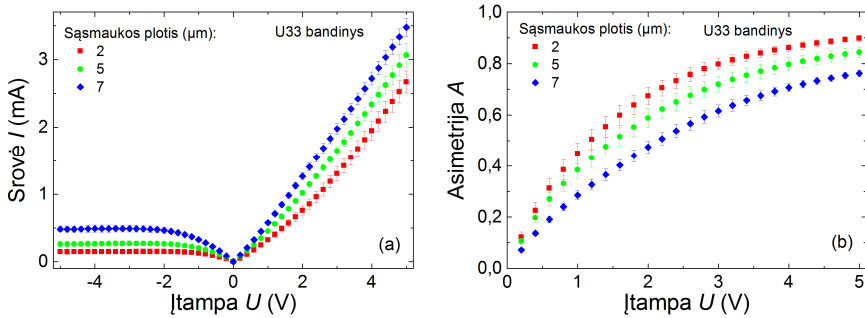


4.3 pav. BT diodų, kurių sąsmaukos plotis yra 2 μm, 5 μm ir 7 μm, fotonuotrauka [P5].

Pagamintų BT diodų sąsmaukos plotis buvo 2 μm, 5 μm ir 7 μm. 4.4(a) paveiksle pateiktos U33 bandinio BT diodų I-V charakteristikos primena įprasto diodo netiesinę charakteristiką. BT diodų asimetrijos koeficientai, pateikti 4.4(b) pav., buvo apskaičiuoti naudojant šią formulę [37]:

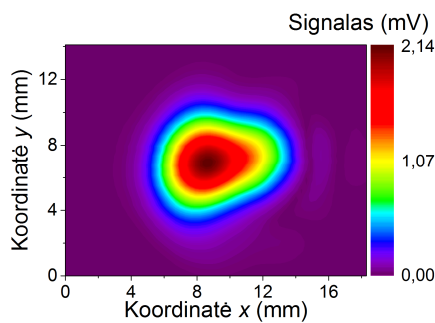
$$A = \frac{I_F - I_B}{I_F + I_B}, \quad (4.4)$$

čia I_F ir I_B atitinkamai yra tiesioginės ir atgalinės srovės vertės ties pasirinkta pridėta įtampa. Didžiausiu asimetriškumu, pridėjus dideles įtampos vertes, pasižymėjo trumpiausią sąsmauką turintys BT diodai.



4.4 pav. U33 bandinio BT diodų (a) voltamperinės charakteristikos ir (b) asimetriškumo parametrai, apskaičiuoti pagal (4.4) formulę [P5].

4.5 paveiksle parodytas VDI šaltinio sufokusuoto pluošto skerspjuvio atvaizdas, išmatuotas U33 bandinio BT diodu, kurio sąsmaukos plotis lygus 7 μm. Matavimo metu prie jutiklio kontaktų nebuvo pridėta įtampa. Pagal (4.1) formulę apskaičiuotas BT diodo jautris siekė $J = 12 \text{ V/W}$, o pagal (4.3) formulę apskaičiuota ekvivalentinė triukšmo galia $NEP = 0,45 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Šio jutiklio parametrai buvo geresni, nei HEMT – jautris didesnis, o NEP mažesnis. BT diodų, kurių sąsmaukos plotis lygus 5 μm, parametrai gauti tokie: $J = 7,5 \text{ V/W}$ ir $NEP = 0,81 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$, o kurių sąsmaukos plotis lygus 2 μm – tokie: $J = 4,1 \text{ V/W}$ ir $NEP = 1,8 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Iš rezultatų matyti, kad, priešingai nei buvo galima tikėtis iš 4.4(b) pav. pateiktų asimetrijos skaičiavimų, jutiklių parametrai prastėta mažėjant sąsmaukos pločiui. Tai gali būti susiję su tuo, jog matavimai atlikti nesant išorinio EL, kuris pastumia jutiklio darbo tašką padidindamas jautrį, tačiau tuo sumažindamas NEP [31].



4.5 pav. 0,3 THz dažnio spinduliuotės šaltinio sufokusuoto pluošto skerspjuvio atvaizdas, gautas naudojant U33 bandinio BT diodą, kurio sąsmaukos plotis 7 μm.

Tiek AlGaIn/GaN HEMT, veikiančio jutiklio režimu, tiek ir BT diodų išmatuotas jautris buvo palyginamas su InGaAs BT diodų jautriu (10 V/W)

[37] ir bent dešimt kartų didesnis nei GaAs BT diodų (0,3 V/W) [154], o *NEP* buvo apie dešimt kartų mažesnis nei InGaAs BT diodų (5,8 nW/√Hz) [37] bei AlGaN/GaN HEMT su 250 nm ilgio užtūros kontaktu (5,0 nW/√Hz) [155]. Abiejų šiame skyriuje aprašytų jutiklių *NEP* buvo apie dešimt kartų didesnis nei TeraFET jutiklių, turinčių specialias THz dažnio antenas (42 pW/√Hz) [32]. Jutiklių parametrai yra apibendrinti 6 lentelėje.

6 lentelė. THz spinduliuotės jutiklių parametų palyginimas.

Jutiklis (bandinys)	<i>J</i> V/W	<i>NEP</i> nW/√Hz
AlGaN/GaN HEMT (U33)	2,6	0,60
AlGaN/GaN BT (U33)	12	0,45
InGaAs BT [37]	10	5,8
GaAs BT [154]	0,3	n. d.
AlGaN/GaN nano-HEMT [155]	n. d.	5,0
AlGaN/GaN TeraFET [32]	n. d.	0,042

n. d. – nėra duomenų.

4.3. Skyriaus apibendrinimas

Šis skyrius yra skirtas THz spinduliuotės detekcijos tyrimų rezultatams pristatyti. Panaudojant sukurtus AlGaN/GaN BT diodus bei HEMT be specialiajai detekcijai pritaikytos THz antenos, buvo atliktas prekinio 0,3 THz dažnio šaltinio pluošto vaizdinimas bei apskaičiuoti jutiklių parametrai.

Remiantis šiame skyriuje pristatytais rezultatais, buvo suformuluotas **antrasis ginamasis teiginys**: AlGaN/GaN heterosandūra su dvimatėmis elektronų dujomis yra tinkama gaminti jautrius „peteliškės“ tipo diodinius bei didelio elektronų judrio tranzistorinius THz dažnių juostos jutiklius.

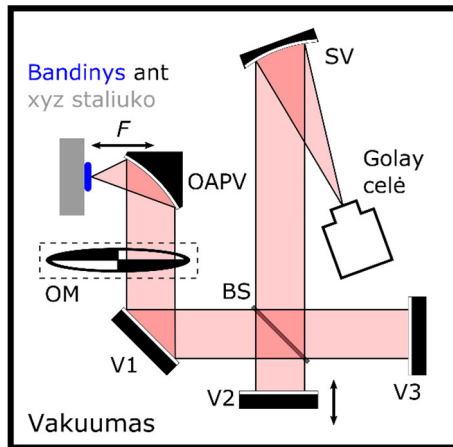
5. THZ SPINDULIAVIMAS IŠ DIDELIO PLOTO HEMT SU METALINE GARDELE

THz spinduliavimui sužadinti buvo naudojami trys metodai, atitinkantys skirtingas 2DEG būsenas. Pirmiausia bandiniai buvo šildomi išoriniu šaltiniu, nemaitinant jų elektros srove, ir tiriami bandinių šiluminio spinduliavimo spektrai. Antruoju atveju prie bandinio kontaktų buvo prijungta nuolatinė elektros srovė (angl. *direct current*, DC). Galiausiai bandinys buvo maitinamas įtampos impulsais, kurių dažnis buvo $f = 12,5$ Hz, o veikimo ciklas (angl. *duty cycle*, *DU*) – nuo 0,5 % iki 50 % (atitinkamos impulsų trukmės τ_p nuo 0,4 ms iki 40 ms). Pastaruoju atveju bandinio spinduliavimo spektrai buvo tiriami skirtingose temperatūrose – kambario bei atšaldžius bandinį iki 110 K. Impulsai buvo generuojami šaltiniu-matuokliu *Keysight B2901A*, o spektrai matuojami vakuume naudojant modifikuotą infraraudonosios srities Furjė spektrometrą (angl. *Fourier-transform infrared spectroscopy*, FTIR), kurio veikimas detaliau aprašytas kitame skyrelyje.

5.1. Eksperimento aprašymas

Bandinių spinduliavimo spektrams matuoti buvo naudojamas modifikuotas FTIR spektrometras LAFS-1000, kurio kameroje galima sukurti apie 0,1 Pa vakuumą. Spektrometro principinė optinė schema parodyta 5.1 pav. Bandinio spinduliuotė surenkama OAP veidrodžiu OAPV ir plokščiuoju veidrodžiu V1 nukreipiama į interferometrą. Svarbiausia spektrometro dalis – tai Maikelsono interferometras [156], kurį sudaro 6 μm storio polietilenu spinduliuotės daliklis (angl. *beam splitter*, BS) ir du veidrodžiai: nejudantis V3 ir judantis V2. Sferiniu veidrodžiu SV sufokusuota interferavusi spinduliuotė yra registruojama didelio jautrio optoakustiniu jutikliu – Golay cele [157], pasižyminčia tolygiu atsaku itin plačiame dažnių ruože, o signalas nuskaitomas sinchroniniu stiprintuvu *Stanford Research System SR830*. Naudojamos Golay celės integralinis jautris 10^4 V/W, o ekvivalentinė triukšmo galia $NEP = 10$ nW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ [158]. V2 veidrodžiui tolygiai judant, išmatuojama interferograma, su kuria atlikus sparčiąją Furjė transformaciją (angl. *fast Fourier transform*, FFT), gaunamas bandinio spinduliavimo energetinis spektras [159]. Spektrometro spektrinę skyrą apibrėžia V2 veidrodžio nueitas atstumas, o matuojamų dažnių sritį lemia BS storis [159]; naudojant 6 μm storio BS, ši sritis yra maždaug nuo 50 cm^{-1} iki 450 cm^{-1} (nuo 1,5 THz iki 13,5 THz). Matavimai buvo atliekami pasirinkus $2,0\text{ cm}^{-1}$ – $2,5\text{ cm}^{-1}$ skyrą, o spektrai, priklausomai nuo signalo stiprumo, buvo vidurkinami nuo

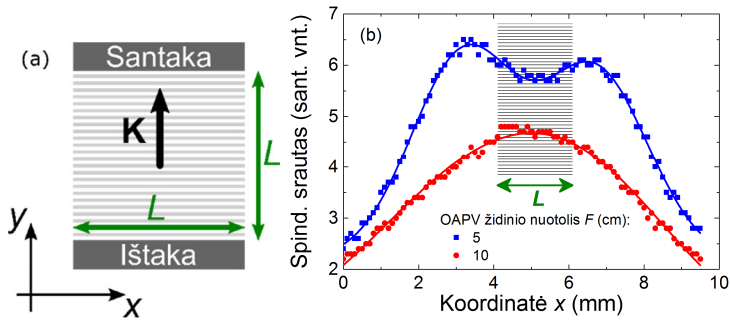
kelių iki keliasdešimties kartų. Optinis-mechaninis modulatorius OM yra naudojamas bandinį šildant išoriniu šaltiniu arba žadinant DC įtampa tam, kad jutiklį pasiekianti spinduliuotė būtų moduluota dažniu, registruojamu Golay cele (12,5 Hz).



5.1 pav. Vakuumuojamo FTIR spektrometro, skirto spinduliuavimo spektrams matuoti, principinė optinė schema.

Bandinys buvo pritvirtintas ant kriostato, šaldomo skystu azotu bei turinčiu šildymo funkciją, piršto. Tokia sistema leido pasiekti norimą bandinio temperatūrą plačiame intervale nuo 88 K iki 400 K. Kriostatas buvo pritvirtintas prie trimis kryptimis judančio staliuko tam, kad jį būtų galima tiksliai nustatyti OAP veidrodžio židinio taške. Naudojant didelio skersmens ir trumpo židinio nuotolio OAP veidrodį (abu parametrai buvo lygūs 5 cm, o erdvinis kampas $\Omega = 0,79$ sr) buvo siekiama surinkti gerokai didesnę dalį bandinio išspinduliuotos energijos nei tai pavyksta naudojant prekinis FTIR spektrometrus [5].

Norint įsitikinti, kad spinduliuotė renkama griežtai tik iš gardelės, o ne iš aplinkui esančio taip pat įkaitusio ir spinduliuojančio bandinio ploto, buvo atliktas spinduliuotės srauto matavimas slenkant bandinį išilgai x ir y ašių. Šio matavimo schema ir rezultatai pateikti 5.2 pav. Matyti, jog naudojant OAP veidrodį, kurio židinio nuotolis yra $F = 5$ cm, gaunama dvi smailes turinti kreivė. Kadangi metalinės gardelės juostelės dalinai uždengia bandinio paviršių, dalis spinduliuotės yra atspindima atgal į bandinį, o į išorę patenka mažiau spinduliuotės, nei iš greta gardelės esančio metalu neuždengto ploto. Žinant tai galima teigti, jog kreivės įdubimas aiškiai rodo tikslią gardelės centro vietą. Išmatuota kreivė buvo aproksimuota dviejų Gauso funkcijų,



5.2 pav. (a) Bandinio su gardelės schema. \mathbf{K} žymimas gardelės vektorius, o $L = 2$ mm yra gardelės ilgis ir plotis. (b) Spinduliuotės srauto priklausomybė nuo koordinatės x , naudojant skirtingo židinio nuotolio OAP veidrodžius.

įgaunančių didžiausias vertes ties 3,2 mm ir 6,7 mm, suma. Žinant gardelės ilgį ir plotį $L = 2$ mm, buvo įvertintas dėmės, iš kurios OAP veidrodžiu surenkamas signalas, skersmuo ir gauta vertė $D \approx 1,5$ mm. Kadangi dėmės skersmuo yra mažesnis už gardelės matmenis, galima teigti, jog spinduliuotė į optinę sistemą patenka tik iš gardelės, išvengiant nenaudingo foninio signalo. Naudojant $F = 10$ cm židinio nuotolio OAP veidrodį gaunama vieną smailę turinti integruoto signalo priklausomybė nuo atstumo (5.2(b) pav.), rodanti, jog signalas yra surenkamas ne tik iš gardelės, bet ir iš aplinkinių sričių, ir neleidžianti nustatyti nei dėmės dydžio, nei tikslios gardelės vietos.

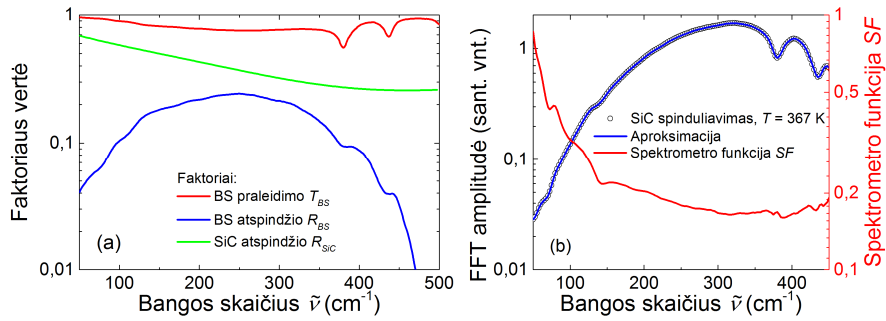
5.2. Juodo kūno spinduliavimo modelis

Iš pradžių spektrometras buvo sukalibruotas panaudojant n tipo 4H-SiC kristalo šiluminį spinduliavimą. Laikant, kad kristalas yra absoliučiai juodas kūnas tyrinėjamame dažnių ruože [160], FTIR spektrometru išmatuotas SiC spektras gali būti aprašomas tokia funkcija [159], [161]:

$$I_{SiC}(\tilde{\nu}, T) = SF(\tilde{\nu}) \times [1 - R_{SiC}(\tilde{\nu})] \times T_{BS}(\tilde{\nu}) \times R_{BS}(\tilde{\nu}) \times [B_e(\tilde{\nu}, T) - B_e(\tilde{\nu}, T_0)], \quad (5.1)$$

čia $SF(\tilde{\nu})$ yra kalibruojama spektrometro funkcija, aprašanti optinės sistemos įtaką spinduliavimo spektrui, $R_{SiC}(\tilde{\nu})$ – SiC atspindžio faktoriaus funkcija, $T_{BS}(\tilde{\nu})$ ir $R_{BS}(\tilde{\nu})$ – BS praleidimo ir atspindžio faktoriaus funkcijos, o $B_e(\tilde{\nu}, T)$ ir $B_e(\tilde{\nu}, T_0)$ atitinkamai žymimas T ir T_0 temperatūros juodo kūno spektrinis spindulinis skaitis, aprašomas Planko dėsnio [162]:

$$B_e(\tilde{\nu}, T) = 2hc^2\tilde{\nu}^3 \frac{1}{\exp(hc\tilde{\nu}/k_B T) - 1}, \quad (5.2)$$



5.3 pav. (a) Modifikuoto FTIR spektrometro spinduliuotės daliklio praleidimo ir atspindžio faktoriaus funkcijos $T_{BS}(\tilde{\nu})$ ir $R_{BS}(\tilde{\nu})$ bei SiC atspindžio faktoriaus funkcija $R_{SiC}(\tilde{\nu})$. (b) SiC kristalo spinduliavimo spektras, aproksimuotas (5.1) formule, ir spektrometro funkcija $SF(\tilde{\nu})$.

čia h yra Planko konstanta, c – šviesos greitis vakuume, T – bandinio temperatūra, o T_0 – aplinkos temperatūra. $R_{SiC}(\tilde{\nu})$, $T_{BS}(\tilde{\nu})$ ir $R_{BS}(\tilde{\nu})$ faktorių funkcijos buvo eksperimentiškai išmatuotos prekiniu FTIR spektrometru *Nicolet 8700* ir yra pavaizduotos 5.3(a) pav.

Ant kriostato piršto pritvirtintas SiC kristalas buvo šildomas išoriniu šaltiniu naudojant Pt100 temperatūros jutiklį ir reguliatorių, kurių pagalba buvo stabilizuota bandinio temperatūra, kalibravimo metu lygi $T = 367$ K. Išmatavus bandinio spektrą, žinant 5.3(a) pav. pavaizduotas faktorių funkcijas bei panaudojus (5.2) formulę, buvo nustatyta (5.1) formulėje esanti kalibravimo funkcija $SF(\tilde{\nu})$, kuri, drauge su aproksimuotu SiC spektru, yra pavaizduota 5.3(b) pav. SiC kristalo spektras ir gauta kalibracinė funkcija buvo naudojama aprašant bandinių šiluminį spinduliavimą bei perskaičiuojant FFT amplitudę iš santykinų vienetų į absoliučius pagal formulę, išvestą iš (5.1):

$$\Phi_{e,\nu} = \frac{1}{c} \int d\Omega \int dS_{\phi} \frac{B_e(\tilde{\nu}, T) - B_e(\tilde{\nu}, T_0)}{I_{SiC}(\tilde{\nu}, T)}, \quad (5.3)$$

čia $S_{\phi} = 0,25\pi D^2$ yra bandinio plotas, iš kurio surenkamas signalas.

5.3. Plazmoniniai spinduliai

Plazmoniniais spinduliu yra vadinamas didelio ploto HEMT, turintis gardelės tipo užtūros arba ištakos ir santakos elektrodus. Metalinė gardelė, kaip buvo minėta 1.5 skyrelyje, yra skirta išvesti 2DEG kanale sužadintų

plazmonų energiją į aplinką elektromagnetinių bangų pavidalu THz dažnių ruože [30].

Visų bandinių aktyvusis plotas buvo $L \times L = 2 \times 2 \text{ mm}^2$. Šonuose lygiagrečiai gardelės juostelėms buvo suformuoti ominiai kontaktai, kurių plotas – $2 \times 0,1 \text{ mm}^2$, ir kuriais buvo galima prijungti statmenai gardelės juostelėms tekančią elektros srovę. Daugiau nei 60-ies pagamintų plazmoninių spinduolių aktyvusis plotas skyrėsi vienas nuo kito gardelės tipu bei gardeles sudarančių elektrodų pločiu ir periodu. Plazmoniniam spinduliavimui tirti buvo parinkti U19 ir U11 bandiniai, pagaminti iš TG2196 heterostruktūros, bei U6 bandinys iš TG2219 heterostruktūros, kadangi efektyvesniu aušinimu pasižyminti HX2688 heterostruktūra spinduliavimo eksperimentų metu dar nebuvo prieinama. THz spinduolių, pristatomų šiame darbe, gardelių parametrai yra pateikti 7 lentelėje.

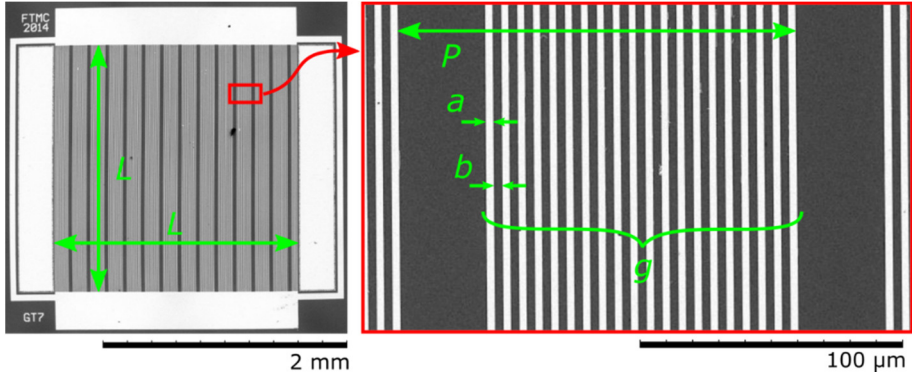
7 lentelė. THz spinduolių gardelės elektrodų parametrai.

Bandinys	Gardelės tipas	a , nm	b , nm	g	P , μm	FF
U19 GT1	Šotkio	4000	3000	1	7	0,57
U19 GT8	ominė	4000	3000	1	7	0,57
U11	Šotkio	370	665	1	1,035	0,36
U6	Šotkio	120	80	20	7	0,34
VU33 GT1	Šotkio	4000	3000	1	7	0,57
VU33 GT2	Šotkio	4000	3000	2	15	0,40
VU33 GT3	Šotkio	4000	3000	4	27	0,44
VU33 GT4	Šotkio	4000	3000	5	34	0,44
VU33 GT5	Šotkio	4000	3000	6	38	0,47
VU33 GT6	Šotkio	4000	3000	7	50	0,42
VU33 GT7	Šotkio	4000	3000	20	150	0,40
VU33 GT8	ominė	4000	3000	1	7	0,57

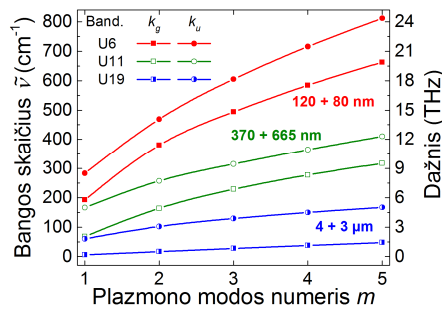
U19 GT1 bandinio aktyvusis plotas yra sudarytas iš Šotkio kontakto tipo gardelės, kurios metalinės juostelės plotis $a = 4 \mu\text{m}$, o tarpelis tarp gretimų juostelių $b = 3 \mu\text{m}$. Tokius pat gardelės parametrus turėjo ir U19 GT8 bandinio gardelė, tik ją sudarė ominiai ištakos ir santakos kontaktai. U11 ir U6 bandinių gardeles sudarė nanometrinių dydžio Šotkio kontakto elektrodai, o pastarojo bandinio elektrodai buvo sugrupuoti po $g = 20$ juostelių. Toks dizainas leidžia realizuoti dvigubą periodiškumą (juostelių periodas $a + b$ ir juostelių grupių periodas P) viename bandinyje. 5.4 paveiksle pateiktos VU33 GT7 bandinio, kurio gardelės dizainas yra dvigubo periodiškumo, SEM nuotraukos. Užpildos

faktorius (angl. *filling factor*, FF) – bandinio aktyvios srities dalis, uždengeta metaliniu kontaktu, – buvo suskaičiuotas naudojant formulę:

$$FF = \frac{ag}{P} \quad (5.4)$$



5.4 pav. VU33 GT7 bandinio SEM nuotraukos, padarytos pasirinkus skirtingą didinimą. Nuotraukose taip pat pažymėti gardelę apibūdinantys parametrai: a – juostelės plotis, b – tarpas tarp gretimų juostelių, g – juostelių skaičius grupėje, P – juostelių grupės periodas.



5.5 pav. Ekranuotų (k_g) ir neekranuotų (k_u) plazmonų modos U6, U11 ir U19 bandiniuose, suskaičiuotos pagal (1.7) formulę. Apskaičiuotos vertės pavaizduotos simboliais, o linijos tik palengvina orientavimąsi.

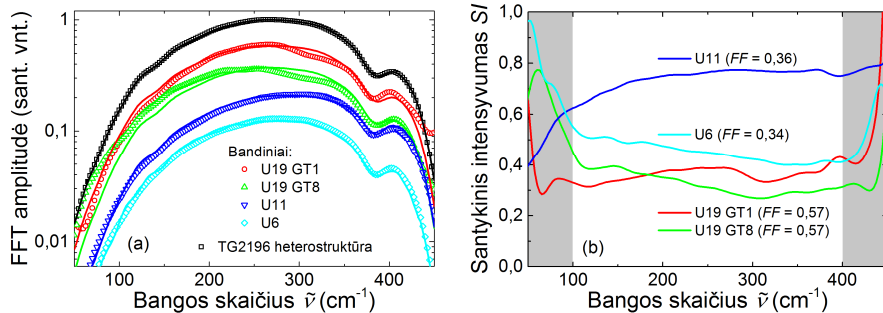
5.5 paveiksle pateiktos U19 GT1, U19 GT8, U11 ir U6 bandiniuose galimų sužadinti plazmonų dispersijos, suskaičiuotos pagal (1.7) formulę. Iš jų matyti, jog plazmoninių struktūrų, turinčių $7\mu\text{m}$ periodo gardelę, pagrindinių modų, kurias užfiksuoti yra didžiausią tikimybę, dažniai esti mažesni nei 100 cm^{-1} . Taip pat buvo pagaminti U11 ir U6 bandiniai, turintys nanometrinių pločio kontaktus. Šių bandinių pagrindinės ir aukštesnės eilės plazmonų modos patenka į sritį, kurioje $6\mu\text{m}$ storio BS atspindžio faktoriaus vertė yra didžiausia – nuo maždaug 100 cm^{-1} iki 350 cm^{-1} (5.3(a) pav.).

5.4. Šiluma ir DC įtampa žadinamų plazmoninių spindulių THz spinduliavimas

Ekspertiškai išmatuoti šiluma sužadintų U19 GT1, U19 GT8, U11, U6 bandinių ir atraminės TG2196 heterostrukūros be metalinės gardelės THz spinduliavimo spektrai yra pateikti 5.6(a) pav. Aproximavus TG2196 heterostrukūros spektrą (5.1) formule matyti, kad šis gana tiksliai atitinka BB spinduliavimo dėsnį plačiame dažnų ruože nuo 50 cm^{-1} iki 450 cm^{-1} . Eksperimento metu išoriškai kaitinto bandinio temperatūra sutapo su apksimuojuant nustatyta temperatūra $T = 400 \text{ K}$. Tačiau žvelgdami į gardelę turinčių bandinių spektrus matyti, kad gardelė daro įtaką spektrams. Labiausiai nuo teorinio modelio nukrypsta U19 GT8 bandinio spektras dažnių ruože nuo 50 cm^{-1} iki 200 cm^{-1} . Šio bandinio gardelė, priešingai nei U19 GT1, U11 ar U6 bandinių, buvo ominiė, todėl manytina, kad neatitikimą su teoriniu modeliu galima paaiškinti ominiės gardelės atkaitinimo metu metalo paviršiuje susidaranciais nelygumais, kurių neatsiranda gaminant Šotkio gardelės. Ominių ir Šotkio kontaktų paviršiaus skirtumus galima matyti 3.12 pav. ištakos ir santakos kontaktus palyginus su užtūros kontaktu.

Norint išryškinti metalinės gardelės įtaką ir pašalinti spektrometro optinės sistemos įtaką, spektrai buvo sunormuoti padalijant bandinio su gardelę spektrą iš atitinkamos heterostrukūros be gardelės spektro:

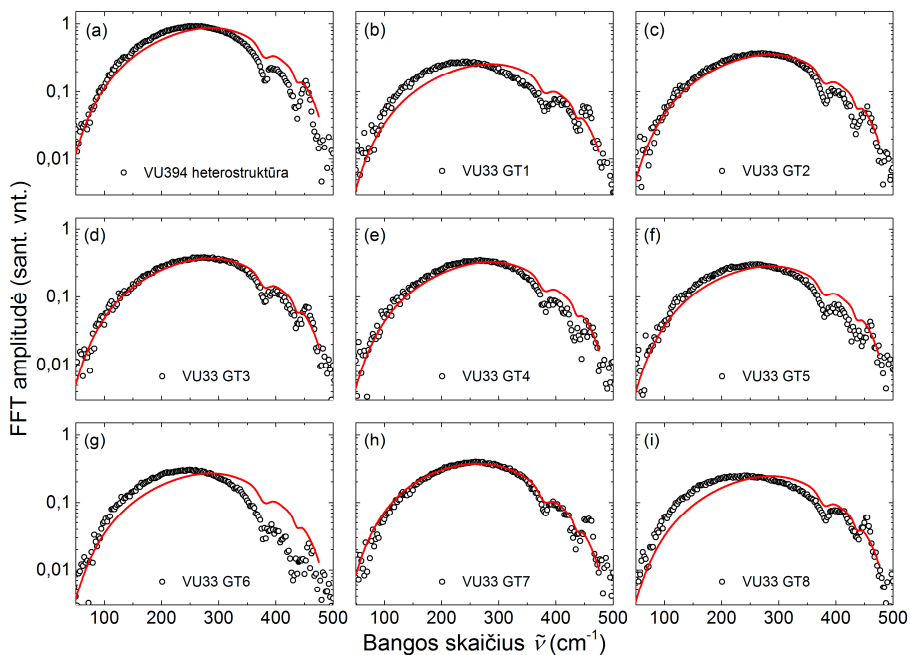
$$SI = \frac{I(\text{bandinys})}{I(\text{heterostrukūra})}. \quad (5.5)$$



5.6 pav. (a) Išmatuoti (taškai) ir apksimuoti (linijos) šiluma sužadintos TG2196 heterostrukūros ir U19 GT1, U19 GT8, U11, U6 bandinių spinduliavimo spektrai esant 400 K temperatūrai. Spektrai yra perstumti vertikaloje ašyje vienas kito atžvilgiu padauginus iš daugiklio 0,6. (b) Santykiniai tų pačių bandinių spektrai, apskaičiuoti pagal (5.5) formulę. Šiame ir tolesniuose grafikuose dažnių srities kraštai, pasižymintys didelėmis paklaidomis, yra pažymėti pilkai.

Iš 5.6(b) pav. pateiktų sunormuotų spektrų matyti, kad U19 GT1 ir U19 GT8 bandiniai pasižymi didesniais optiniais nuostoliais nei U11 ir U6 bandiniai dėl skirtingų užpildos faktoriaus FF verčių. Didesnis bandinio paviršiaus padengimas metalu lemia didesnę spinduliuotės, sklindančios iš bandinio, atspindį atgal į bandinį. Visų keturių bandinių santykinis intensyvumas beveik nepriklauso nuo banginio skaičiaus. Nedidelius santykinio intensyvumo pokyčius sukėlė ne plazmoninis spinduliavimas, nes norint sužadinti plazmonus būtina, kad 2DEG kanalu tekėtų elektros srovė [30].

Šiluminio spinduliavimo tyrimams taip pat buvo pasirinktas VU33 bandinys, pagamintas iš VU394 padėklo ir turintis aštuonis didelio ploto HEMT su skirtingomis gardelėmis. Visų gardelių juostelė plotis buvo $a = 4 \mu\text{m}$, tarpas tarp gardelių $b = 4 \mu\text{m}$, o skyrėsi juostelių grupių periodas P ir juostelių skaičius grupėje g . Projektuojant gardeles buvo stengiamasi, kad gardelės užpildos faktoriaus vertės skirtingose gardelėse būtų kuo panašesnės. Visų gardelių parametrai yra pateikti 7 lentelėje.

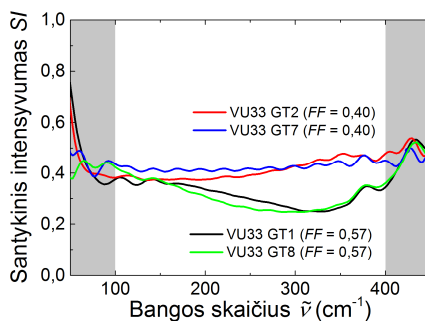


5.7 pav. Išmatuoti (taškai) ir aproksimuoti (linijos) šiluma sužadintos (a) VU394 heterostruktūros ir (b)–(i) VU33 bandinio, turinčio skirtingų parametrų gardelę, spinduliavimo spektrai esant 400 K temperatūrai [P8].

VU33 bandinio šiluminio spinduliavimo spektrai buvo išmatuoti pašildžius bandinį iki $T = 400 \text{ K}$ temperatūros ir yra pateikti 5.7(a)-(h) pav., o

tos pačios temperatūros VU394 heterostrukūros spektras yra pateiktas 5.7(i) pav. Eksperimentinius duomenis aproksimavus (5.1) formule matyti, kad VU394 heterostrukūros spinduliavimo spektras tiksliai atitinka BB spinduliavimo dėsnį plačiame dažnų ruože nuo 50 cm^{-1} iki 450 cm^{-1} . Iš gardelę turinčių bandinių spektrų matyti, kad mažiausią įtaką spektrams daro gardelės, turinčios dideles juostelių grupių periodo P vertes (žr. 5.7(b)-(g) pav.), o labiausiai nuo teorinio modelio nukrypsta bandinių, kurių $P = 7 \text{ }\mu\text{m}$, spektrai – išmatuotos spektro vertės viršija teorinę modelį $50 \text{ cm}^{-1} - 250 \text{ cm}^{-1}$ dažnių ruože. Tai gali būti paaiškinama skirtingu bandinių gardelių užpildos faktoriaus vertėmis: VU33 GT2-GT7 bandinių FF vertė yra mažesnė nei VU33 GT1 ir GT8 bandinių.

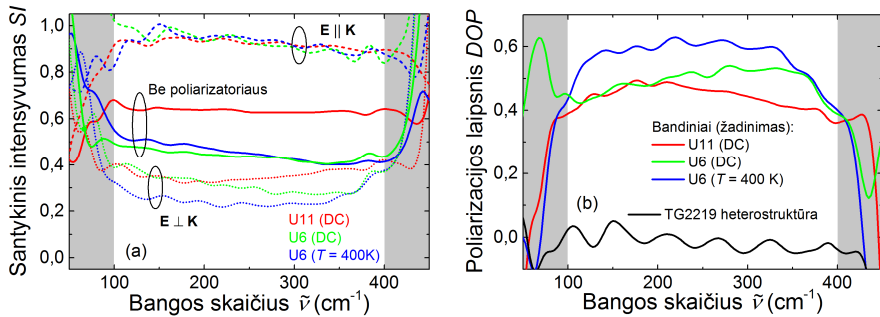
Pagal (5.5) formulę sunormuotų VU33 bandinio spektrai yra pateikti 5.8 pav. Iš pateiktų rezultatų matyti, kad santykinis intensyvumas nedaug priklauso nuo banginio skaičiaus ir juostelių grupių periodo P vertės, o priklauso tik nuo gardelės užpildos faktoriaus FF .



5.8 pav. Santykiniai VU33 bandinio HEMT, turinčių skirtingas gardeles, spektrai, apskaičiuoti pagal (5.5) formulę [P8].

Antrojo tyrimų etapo metu bandiniai buvo maitinami DC įtampa, ir tuo norėta išsiaiškinti poliarizacines spinduliuotės savybes. Nors BB spinduliavimas yra vienodas visomis kryptimis (izotropinis) ir nepoliarizuotas, praėjusi pro metalinę gardelę, uždėtą ant bandinio paviršiaus, spinduliuotė tampa dalinai poliarizuota. Žvelgiant iš kitos pusės, plazmoninis spinduliavimas yra visiškai poliarizuotas, nes 2DEG plazmos osciliacijos sutampa su srovės, tekančios bandinio kanalu, vektoriaus kryptimi bei su metalinės gardelės vektoriumi \mathbf{K} [163], kaip parodyta 5.2(a) pav. Iš to matyti, kad, naudojant THz dažniuose veikiančių poliarizatorių ir išmatavus spinduliavimo spektrus su skirtingomis kryptimis pasuktu poliarizatoriumi, galima nustatyti spinduliuotės prigimtį. Tai ir buvo padaryta su U11 bei U6 bandiniais, o rezultatai pateikti 5.9(a) pav. Santykinis U11 bandinio

intensyvumas be poliarizatoriaus siekė apie 0,65 ir tiksliai sutapo su bandinio $(1 - FF)$ verte. U6 bandinio santykinis intensyvumas be poliarizatoriaus kito intervale nuo 0,4 iki 0,5 ir nepriklausė nuo žadinimo būdo. Kai poliarizatoriaus elektrinis vektorius \mathbf{E} yra lygiagretus gardelės vektoriui \mathbf{K} , santykinio intensyvumo vertė yra kur kas didesnė nei tuo atveju, kai \mathbf{E} yra statmenas \mathbf{K} . Ši tendencija, nepriklauso nei nuo bandinio, nei nuo žadinimo būdo, o rezultatai sutampa su anksčiau skelbtu plazmoninio spinduliavimo tyrimu panaudojant THz dažnio poliarizatorių [164]. Nedideli pabangavimai, matomi kreivėse, priskirtini poliarizatoriaus dispersinėms savybėms.



5.9 pav. (a) Santykiniai U11 ir U6 bandinių spektrai matuojant su skirtingomis kryptimis pasuktu poliarizatoriumi (brūkšninė bei taškinė linijos) ir be jo (ištisinė linija), kai bandiniai šildomi arba žadinami DC įtampa. (b) U11 ir U6 bandinių bei TG2219 heterostruktūros poliarizacijos laipsniai, apskaičiuoti pagal (5.6) formulę.

5.9(b) paveiksle pavaizduoti U11 ir U6 bandinių bei TG2219 heterostruktūros spinduliavimo poliarizacijos laipsniai (angl. *degree of polarization, DOP*), apskaičiuoti pagal šią formulę:

$$DOP = \frac{SI_{\parallel} - SI_{\perp}}{SI_{\parallel} + SI_{\perp}}, \quad (5.6)$$

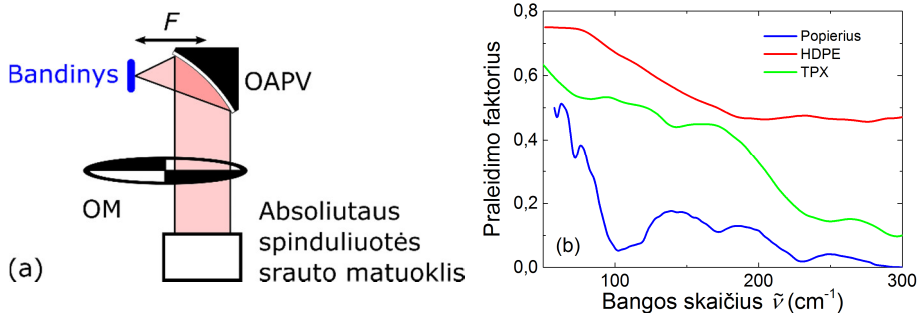
čia SI_{\parallel} ir SI_{\perp} atitinkamai yra išmatuotas bandinio santykinis intensyvumas esant skirtingai poliarizatoriaus orientacijai $\mathbf{E} \parallel \mathbf{K}$ ir $\mathbf{E} \perp \mathbf{K}$. Abiejų bandinių DOP menkai priklausė nuo dažnio ir siekė apie 0,5, kas rodo, kad spinduliavimo signale didelę dalį sudaro nepoliarizuota šiluminė spinduliuotė. U6 bandinio DOP vertės, apskaičiuotos šildant bandinį bei maitinant jį DC įtampa, taip pat buvo panašios, o nedidelį skirtumą lėmė neapibrėžtis, atsirandanti dėl skirtingo žadinimo būdo. Tas pats matyti ir iš U11 bei U6 bandinių spinduliavimo santykinio intensyvumo SI_{\perp} (taškinės kreivės 5.9(a) pav.), kurio vertė, dominuojant plazmoninei spinduliuotei, turėtų artėti

link nulinio. Žiūrint iš kitos pusės, gana aukšta DOP vertė patvirtina jau anksčiau išsakytą teiginį, jog spinduliavimo signalas renkamas tik iš gardelės – jei signalas būtų renkamas tik greta gardelės esančio pliko ploto (heterostrukūros), DOP vertė būtų apytiksliai lygi nuliui. Toks rezultatas kaip tik ir matyti 5.9(b) pav., kuriame juoda kreivė parodytas nepolarizuotą spinduliuotę emituojančios heterostrukūros DOP .

Vienas svarbiausių bet kokio spinduliuotės šaltinio parametrų yra spindulinis našumas, aprašantis šaltinio gebėjimą išorinio elektros šaltinio energiją paversti norima spinduliuote. Bandinių šiluminis spindulinis našumas buvo apskaičiuojamas naudojant formulę [47]:

$$\eta_e = \frac{\Phi_e}{P_E}. \quad (5.7)$$

Norint įvertinti VU31 ir VU32 bandinių, pagamintų iš VU395 heterostrukūrų bei turinčių vienodą juostelių bei tarpelio plotį $a = b = 3 \mu\text{m}$, šiluminį našumą, buvo išmatuotas bandinių spinduliuotės srautas Φ_e bei bandinio elektrinė galia P_E . Principinė eksperimento optinė schema yra pateikta 5.10(a) pav.



5.10 pav. (a) Bandinio spinduliuotės srauto matavimo principinė optinė schema ir (b) *Thomas Keating* matuoklio optinio TPX lango, HDPE ir popieriaus praleidimo faktoriai [P8].

Bandinio spinduliuotė buvo nukreipiama į fotoakustinį absoliutus spinduliuotės srauto matuoklį *Thomas Keating*, panaudojant 2,5 cm skersmens ir $F = 5 \text{ cm}$ ilgio židinio nuotolio OAP veidrodį. Erdvinis OAP kampas yra $\Omega = 0,20 \text{ sr}$, tačiau dėl izotropinės spinduliuotės, išsėjančios iš bandinio $4\pi \text{ sr}$ kampu, tik maždaug 0,016 spinduliuotės dalies patenka į matuoklį. *Thomas Keating* matuoklyje esantis polimetilpenteno (TPX) langas nufiltruoja spinduliuotę, kurios dažnis viršija maždaug 7 THz (maždaug 233 cm^{-1}). Didelio tankio polietilenas (HDPE) ir biuro popierius taip pat buvo panaudoti kaip THz spinduliuotės filtri. Visų trijų medžiagų praleidimo faktoriaus funkcijos yra pateiktos 5.10(b) pav.

Matavimų rezultatai yra apibendrinti 8 lentelėje. Išmatuotas VU31 bandinio šiluminės spinduliuotės srautas siekė $26 \mu\text{W}$, o VU32 bandinio – $12 \mu\text{W}$, o atitinkamų bandinių spinduliniai našumas siekė $0,6\%$ ir $0,4\%$. HDPE filtras leidžia nufiltruoti visą spinduliuotę, viršijančią 600 cm^{-1} , taip pat ir iš aplinkos sklindančią regimąją šviesą. Tokiu būdu gaunama konservatyvi spinduliuotės srauto vertė, lygi $6 \mu\text{W}$ arba $2 \mu\text{W}$, atitinkamai VU31 ir VU32 bandiniuose, o spindulinis našumas – $0,14\%$ ir $0,07\%$. Jeigu kaip filtras naudojamas biuro popierius, nufiltruojantis visą spinduliuotę, kurios dažnis viršija maždaug 100 cm^{-1} , spinduliuotės srauto išmatuoti nepavyko.

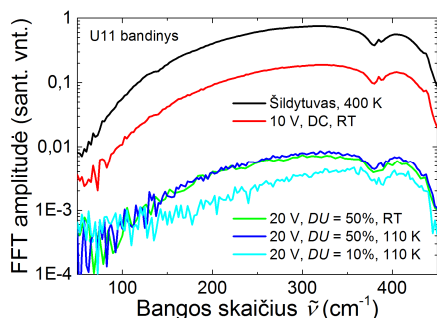
8 lentelė. VU31 ir VU32 bandinių spinduliuotės srauto ir spindulinio našumo matavimo rezultatai.

Dydis	VU31	VU32
Įtampa U (V)	7,0	4,7
Srovė I (mA)	38,2	39,6
Elektrinė galia P_E (mW)	267,4	186,1
Elektrinė galia erdviniam kampui (mW/sr)	4,3	3,0
Spinduliuotės srautas su TPX langu (μW)	26	12
Spindulinis našumas (%)	0,6	0,4
Spinduliuotės srautas su TPX langu ir HDPE (μW)	6	2
Spindulinis našumas (%)	0,14	0,07
Spinduliuotės srautas su TPX langu ir popieriumi (μW)	0	0
Spindulinis našumas (%)		

5.5. Elektros impulsais žadinamų plazmoninių spindulių THz spinduliavimas

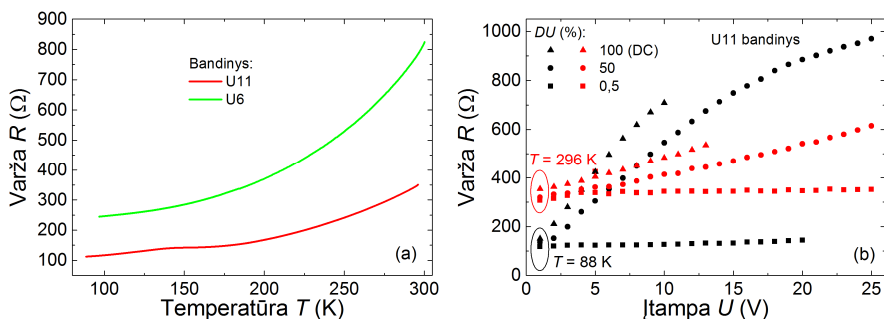
5.9(a) paveiksle parodytose santykinio intensyvumo kreivėse nesimato smailių, kurios atsirastų dėl plazmonų spinduliavimo. Akivaizdi to priežastis – silpną plazmonų spinduliavimą užgožiantis šiluminis spinduliavimas dėl Džaulio šilumos išsiskyrimo bandinio aktyviojoje srityje. Norint jo išvengti, bandinys buvo aušinamas iki 110 K temperatūros ir žadinamas įtampos impulsais, kurių dažnis $f = 12,5 \text{ Hz}$, o trukmė τ_p nuo $0,4 \text{ ms}$ iki 40 ms . 5.11 paveiksle pavaizduotas U11 bandinio spinduliuojamo spektro kitimas pradedant šildymu išoriniu šildytuvu bei maitinant DC įtampa ir baigiant žadinimu impulsine įtampa esant įvairioms veikimo ciklo vertėms ir skirtingai bandinio temperatūrai. Visų spektrų forma yra panaši, tačiau intensyvumas kinta plačiame ruože – daugiau nei 100 kartų. Iš pateiktų spektrų matyti, kad

tik maitinant bandinį impulsine įtampa galima išvengti stiprios šiluminės spinduliuotės įtakos, ypač $50 \text{ cm}^{-1} - 250 \text{ cm}^{-1}$ dažnių ruože, į kurį patenka mažą numerį turinčios tikėtinų plazmonų modos U11 bandinyje. Tačiau palyginę $DU = 50\%$ spektrus kambario ir 110 K temperatūroje, tarp jų nematyti didelio skirtumo. Tai reiškia, jog bandinio, priklijuoto ant kriostato piršto, išorinis šaldymas nėra efektyvus esant didelėms DU vertėms, t. y. skystas azotas nespėja per šaldomą pirštą pašalinti bandinyje išsiskiriančios Džaulio šilumos.



5.11 pav. U11 bandinio spinduliuavimo spektrai, kai bandinys žadinamas skirtingais būdais: išoriniu kaitintuvu, DC įtampa ir impulsine įtampa.

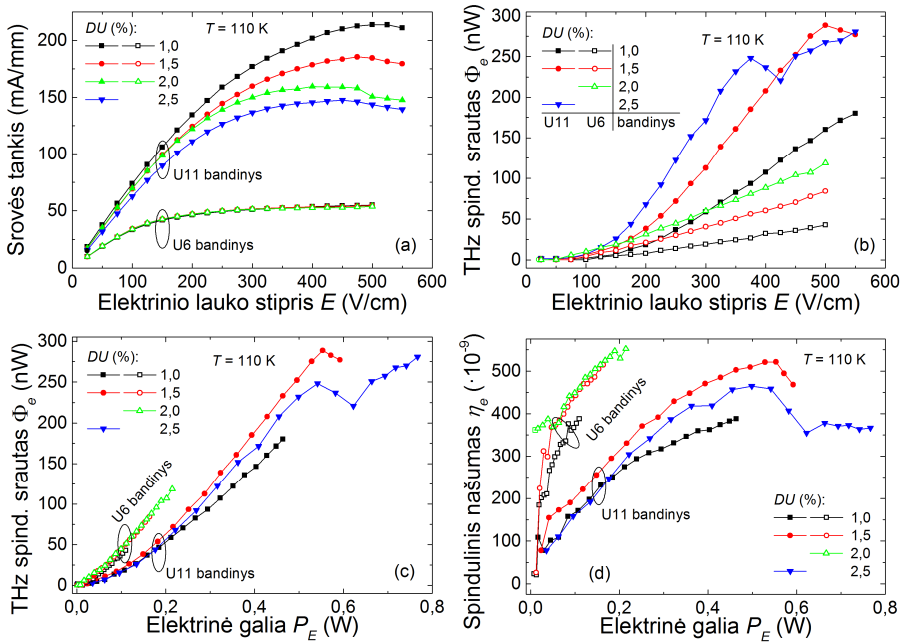
Geras parametras, kuriuo galima įvertinti aktyviosios srities temperatūrą, yra bandinio varža [165]. 5.12(a) paveiksle pavaizduota U11 bandinio varžos priklausomybė nuo temperatūros. Charakteristika, siekiant išvengti bandinio kaitimo, išmatuota bandiniu tekant silpnai $100 \mu\text{A}$ srovei. Bandiniui šylant nuo 88 K iki 300 K, jo varža išauga nuo 117Ω iki 351Ω . Žinant šią priklausomybę, galima įsitikinti, jog bandinio aktyviosios srities temperatūra, o drauge ir BB spinduliuotės kiekis, itin priklauso nuo prie bandinio pridėtos



5.12 pav. (a) U11 ir U6 bandinio varžos priklausomybė nuo temperatūros. (b) U11 bandinio varžos priklausomybė nuo įtampos esant skirtingoms DU vertėms RT ir kriogeninėje temperatūroje.

įtampos parametrų. 5.12(b) paveiksle pavaizduotos kambario ir kriogeninėje temperatūroje išmatuotos U11 bandinio varžos priklausomybės nuo įtampos esant skirtingoms DU vėrtėms. Iš jų nustatyta, jog bandinys nekaista tik žadinant jį trumpais impulsais, kurių veikimo ciklas DU yra mažiau už 1 % ($\tau_p < 0,8$ ms). Tačiau prijungus DC įtampą arba impulsinę įtampą su dideliu (50 %) veikimo ciklu, bandinio kaitimas neišvengiamas pridėdant vos kelių voltų įtampą.

U11 ir U6 bandinių I-V charakteristikos buvo išmatuotos kriostate atšaldžius bandinius iki 110 K temperatūros. Prie bandinio pridėta įtampa U sukuria elektrinį lauką E , kurio stipris suskaičiuojamas padalinant pridėtos įtampos vėrtę iš bandinio ilgio $L = 2$ mm. Norint išvengti bandinių kaitimo, naudotos mažos veikimo ciklo vėrtės iki 2,5 % (τ_p iki 2,0 ms). Iš 5.13(a) pav. pateiktų kreivių matyti skirtinga bandinių elgsena. Esant silpniems EL, U11 bandinio kanalo varža beveik nepriklausė nuo DU , tačiau, viršijus maždaug 100 V/cm EL stiprį, didinant DU stebėtas bandinio laidumo mažėjimas, rodantis bandinio šilimą. Didžiausia srovės tankio vėrtė siekė 214 mA/mm



5.13 pav. (a) U11 ir U6 bandiniais tekančios srovės tankio, gauto sunormavus srovę į bandinio plotį L , ir (b) tų pačių bandinių vidutinės šiluminės spektriškai integruotos THz spinduliuotės srauto Φ_e priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio E ; (c) tų pačių bandinių THz spinduliuotės srauto Φ_e ir (d) spindulinio našumo η_e , apskaičiuoto pagal (5.7) formulę, priklausomybė nuo vidutinės elektrinės galios P_E . Adaptuota iš [P3] pridėdant U6 bandinio charakteristikas.

esant 500 V/cm EL stipriui ir atitiko HEMT soties srovės tankį matuojant DC režimu (3.14(a.α) pav.). Nedidelį bandinio kaitimą rodė ir šiek tiek padidėję Pt100 temperatūros jutiklio, pritvirtinto prie kriostato šaltojo piršto netoli bandinio, rodmenys. U6 bandinio atveju soties srovės tankis, viršijantis 50 mA/mm, buvo pasiektas ties 200 V/cm ir nepriklausė nuo DU , kai tuo tarpu U11 bandinio soties srovės tankis, padidinus DU nuo 0,5 % iki 2,5 %, sumažėjo net 34 %. Akivaizdu, jog U6 bandinio aušinimas buvo efektyvesnis palyginus su U11 bandiniu, tačiau didesnė bandinio varža (prijungus mažą DC įtampa, $T = 110$ K temperatūroje U11 bandinio varža 164 Ω , U6 bandinio – 263 Ω) lėmė gerokai mažesnes srovės tankio vertes. Svarbu pažymėti, jog vakuomo aplinkoje, nesant oro konvekcijos, bandinio aušinimas kriostato pirštu tampa daug lemiančiu iššūkiu, ypač maitinant bandinį beveik 1 W siekiančia vidutine elektrine galia.

Vidutinis spektriškai integruotas THz spinduliuotės srautas Φ_e buvo išmatuotas kalibruotu FTIR spektrometru, ir jo priklausomybė nuo EL stiprio esant skirtingoms DU vertėms pavaizduota 5.13(b) pav. THz spinduliuotės srautas Φ_e viršija triukšmo lygį, kai EL stipris siekia maždaug 75 V/cm. Priešingai nei srovės kitimo pobūdis, stebėtas I-V charakteristikose, didesnės THz spinduliuotės srauto vertės išmatuotos esant didesnėms DU vertėms. Soties vertė buvo pasiekta tik U11 bandinyje ir tik esant $DU \geq 1,5$ %, o didžiausias THz spinduliuotės srautas buvo beveik 300 nW. U6 bandinio THz spinduliuotės srautas buvo mažesnis nei U11 bandinio esant bet kuriai tirtai DU vertei.

Prie bandinio pridėta elektrinė galia buvo suskaičiuota pagal formulę:

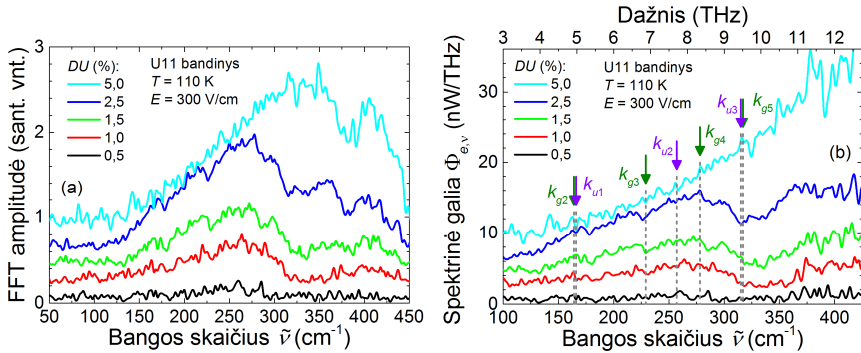
$$P_E = U \cdot I \cdot DU \equiv U I f \tau_p, \quad (5.8)$$

čia U yra prie bandinio pridėta įtampa, o I – bandiniu tekančios srovės stipris. Abiejų bandinių THz spinduliuotės srauto priklausomybė nuo pridėtos elektrinės galios P_E pavaizduota 5.13(c) pav. U11 bandinio $\Phi_e(P_E)$ priklausomybė pasižymėjo netiesiškumu su aiškiai matoma lokalia smaile ties maždaug $P_E = 0,55$ W. Esant šiai elektrinei galiai, iš 5.12(a) pav. pateiktos kalibracinės kreivės buvo nustatyta 2DEG temperatūra $T_{ch} \approx (260 \pm 5)$ K, o Φ_e buvo apie 85 % didesnė nei tuo atveju, kai bandinys nebuvo atšaldytas, t. y. jo temperatūra lygi $T = 300$ K. 5.13(d) paveiksle vaizduojamas U6 ir U11 bandinių spindulinis našumas, apskaičiuotas pagal U6 bandinio našumas buvo didesnis nei U11 bandinio, kaip ir 5.13(c) pav. parodyta $\Phi_e(P_E)$ priklausomybė buvo statesnė, tačiau dėl didesnės varžos U6 bandinyje buvo galima įvesti mažesnes P_E vertes nei U11 bandinyje (5.12(a) pav.). Remiantis tuo buvo nuspręsta detalesnius spektrinius tyrimus keičiant impulsų trukmę bei EL stiprį atlikti su U11 bandiniu.

9 lentelėje pateikti elektriniai parametrai, kurie buvo naudojami matuojant U11 bandinio THz spinduliavimo spektrus impulsiniu režimu. Pirmiausia buvo išmatuoti spektrai pasirinkus fiksuotą EL stiprį $E = 300 \text{ V/cm}$ ir keičiant veikimo ciklą nuo $DU = 5,0 \%$ iki $DU = 0,5 \%$ (atitinkamai impulsų trukmės τ_p nuo 4,0 ms iki 0,4 ms). Šie spektrai, pavaizduoti 5.14(a) pav., pasižymi spektriniais ypatumais, kurie išsiskiria iš triukšmo, kai $DU \geq 1,0 \%$.

9 lentelė. U11 bandinio impulsinių spektrinių matavimų elektriniai ir šiluminiai parametrai, kai kriostatas atšaldytas iki $T = 110 \text{ K}$ temperatūros.

U, V	$E, \text{V/cm}$	$DU, \%$	τ_p, ms	I, mA	P_E, W	T_{ch}, K
60	300	5,0	4,0	207	0,62	275
60	300	2,5	2,0	291	0,44	230
60	300	1,5	1,2	314	0,28	220
60	300	1,0	0,8	341	0,20	205
60	300	0,5	0,4	359	0,11	200
90	450	1,0	0,8	425	0,38	235
40	200	1,5	1,2	301	0,18	130



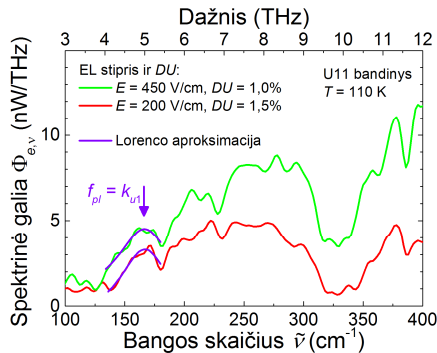
5.14 pav. (a) U11 bandinio spektrai, išmatuoti žadinant bandinį impulsine įtampa 110 K temperatūroje, esant fiksuotam EL stipriui ir keičiant DU . Spektrai yra perstumti vertikaliajoje ašyje pridėdami 0,2. (b) Tie patys spektrai, tik perskaičiuoti į spektrinę galią $\Phi_{e,v}$ pagal (5.3) formulę. Spektrai yra perstumti vertikaliajoje ašyje pridėdami 2 nW/THz, o rodyklėmis parodytos pagal (1.7) formulę suskaičiuotų plazmonų modų dažniai [P3].

Siekiant geriau suprasti smalių kilmę, santykiniais vienetais išmatuoti spektrai, buvo perskaičiuoti į spektrinės galios spektrus panaudojus 5.2 skyrelyje aprašytą spektrometro kalibravimo metodiką ir yra pavaizduoti 5.14(b) pav. Spektrinės galios padidėjimas trumpabangiam (maždaug nuo 325 cm^{-1} iki 425 cm^{-1}) spektrų, kurių $DU < 5 \%$, krašte priskirtinas bandinio

BB spinduliavimui, kuris išauga į ištisinį spektrą, kai $DU = 5\%$. Tai patvirtina anksčiau išsakytą mintį, jog bandinio aušinimas nėra efektyvus didėjant elektrinei galiai. Be to, spektriškai integruotos THz spinduliuotės srauto Φ_e įsisotinimas ir net mažėjimas, parodytas 5.13(b) ir 5.13(c) pav., taip pat priskirtinas bandinio kaitimui.

5.14(b) paveiksle rodyklėmis taip pat parodytos pagal (1.7) formulę teoriškai apskaičiuotų ir 5.5 pav. pavaizduotų ekranuotų ir neekranuotų plazmonų dažniai. Kadangi ekranuoti plazmonai silpnai susiriša su gardele, kurios metalinės juostelės yra siauros [166], tai U11 bandinio gardelė buvo sumodeliuota ir pagaminta taip, kad antroji ekranuoto plazmono moda k_{g2} sutaptų su pirmąja neekranuoto plazmono moda k_{u1} . Tokiu būdu buvo tikimasi sustiprinti jų tarpusavio sąveiką bei sąveiką su gardele bei padidinti spindulinės energijos išstrūką į aplinką.

Spinduliavimo spektrai taip pat buvo išmatuoti keičiant impulsų įtampą. Iš 5.15 pav. pateiktų spektrinės galios priklausomybių matyti, jog nešiluminis spinduliavimas kinta mažai – pridėtą EL stiprį padidinus daugiau nei 2 kartus, nešiluminės spinduliuotės srautas padidėjo tik apie 20%. Pasirinkus tikėtino neekranuoto plazmono padėtį ties $f_{pl} = k_{u1} = 166\text{ cm}^{-1}$, smailės abiejose kreivėse buvo aproksimuotos Lorencio funkcija. Kai EL stipris $E = 200\text{ V/cm}$, gautas smailės plotis pusiniame aukštyje siekė $\Delta f_{pl} = 52,5\text{ cm}^{-1}$, o kokybės faktorius $Q = f_{pl}/\Delta f_{pl} = 3,2$ atitiko literatūroje minimas vertes [167]. Panašios vertės gautos ir kitu atveju, kai $E = 450\text{ V/cm}$: $\Delta f_{pl} = 55,0\text{ cm}^{-1}$, $Q = 3,0$.



5.15 pav. U11 bandinio spektrinė galia keičiant EL stiprį E ir veikimo ciklo vertes DU . Spektrai išmatuoti $T = 110\text{ K}$ temperatūroje [P3].

Vidutinis spektriškai integruotas THz spinduliuotės srautas, atitinkantis k_{u1} dažnio plazmoną, buvo suskaičiuotas iš 5.15 pav. pateiktų spektrų pagal formulę [47]:

$$\Phi_e = \int_{4\text{THz}}^{5,4\text{THz}} \Phi_{e,\nu} d\nu. \quad (5.9)$$

Gautos Φ_e vertės siekė 6,3 nW (kai $E = 200$ V/cm) bei 9,4 nW (kai $E = 450$ V/cm). Įskaičius impulsų DU vertes THz spinduliuotės srautas atitinkamai išaugtų iki 420 nW ir 940 nW. Pagal (5.7) formulę apskaičiuotos tikėtino plazmono spindulinio našumo η_e vertės atitinkamai siekė $35 \cdot 10^{-9}$ ir $25 \cdot 10^{-9}$. Svarbu pažymėti, jog skaičiuojant tikėtino plazmono THz spinduliuotės srautus bei spindulinį našumą nebuvo atsižvelgta į foninį BB spinduliavimą, kuris priklauso nuo DU ir EL stiprio. Tikėtino neekranuoto plazmono spindulinis našumas buvo maždaug viena eile mažesnis nei šiluminės THz spinduliuotės našumas, siekęs iki $500 \cdot 10^{-9}$ (žr. 5.13(d) pav.). Tai rodo, jog efektyvesnis bandinio aušinimas leistų padidinti prietaiso spindulinį našumą.

Tikintis užfiksuoti ekranuoto plazmono pagrindinę modą $k_{g1} = 68$ cm⁻¹, buvo naudojami ir storesni, 12 μm ir 50 μm storio, šviesos dalikliai, kurie leidžia padidinti FTIR spektrometro jautrį žemesniųjų dažnių spektro ruože, atitinkamai nuo 40 cm⁻¹ iki 220 cm⁻¹ bei nuo 12 cm⁻¹ iki 50 cm⁻¹ [159]. Deja, nepaisant praplėsto matuojamo dažnių ruožo iki 12 cm⁻¹, išmatuoti k_{g1} plazmono modos nepavyko dėl, tikriausiai, jau minėtos priežasties – silpno ekranuotų plazmonų susirišimo su gardele [166].

Kaip buvo parodyta 5.14(b) ir 5.15 pav., spektruose stebėta ne tik tikėtino plazmono moda ties 166 cm⁻¹, bet ir daugiau smailių dažnių ruože nuo maždaug 180 cm⁻¹ iki 300 cm⁻¹, kurias būtų galima priskirti aukštesnių modų plazmonams. Šios smailės buvo labiau išplitusios ir mažesnio intensyvumo ne tik dėl to, jog silpniau susiriša su gardele, bet ir, kaip paaiškėjo atliekant tolesnius tyrimus, dėl silicio bei deguonies sekliųjų priemaišų elektroliuminescencijos [23]. Auginant AlGaIn/GaN heterostruktūras, šių priemaišų kiekį yra sudėtinga sumažinti, tačiau jos gali būti panaudojamos kaip indikatoriai epitaksinams sluoksniams tirti bei kaip THz spinduliavimui [168]. Plačiau apie tai kalbama 6-ajame skyriuje.

5.6. Skyriaus apibendrinimas

Ketvirtasis disertacijos skyrius yra skirtas THz spinduliavimo spektrų iš didelio ploto AlGaIn/GaN HEMT, turinčių gardelės tipo elektrodą, tyrimui. Panaudojus didelės skaitinės apertūros neašinius parabolinius veidrodžius Furjė spektrometras buvo patobulintas, siekiant surinkti kuo daugiau signalo iš plazmoninio spindulio aktyviosios dalies ir kuo mažiau – iš aplinkinių bandinio sričių. Taip pat buvo sukurtas šiluminio spinduliuojamo spektro

teorinis modelis, kuris šiluminio spinduliavimo atveju aprašo eksperimentinius rezultatus, o sukalihravus spektrometrą buvo galima perskaičiuoti spektrus spektrinės galios matavimo vienetais – vatais. Toliau skyriuje buvo pateikti ištirtų plazmoninių spinduolių gardelių parametrai bei šių bandinių spektruose tikėtinų plazmonų dažnių teoriniai skaičiavimai. Šiame skyriuje taip pat buvo detaliam analizuojami bandinių spektrai žadinant juos trimis skirtingais būdais bei aiškinamasi, kokios žadinimo sąlygos reikalingos norint užregistruoti plazmoninį spinduliavimą. Galiausiai buvo palyginti spinduliavimo spektrai žadinant bandinį skirtingais įtampos impulsais, o viena iš spektruose stebėtų smailių sutapatinta su teoriškai apskaičiuoto neekranuoto plazmono dažniu.

Remiantis šiame skyriuje pristatytais rezultatais, buvo suformuluotas **trečiasis ginamasis teiginys**: Elektriškai sužadintų neekranuotų plazmonų AlGaIn/GaN heterosandūroje, turinčioje metalinės gardelės užtūros elektrodą, spinduliavimas THz dažnių ruože yra palyginamas arba mažesnis nei bandinio šiluminis spinduliavimas bei sekliųjų priemaišų elektroliuminescencija.

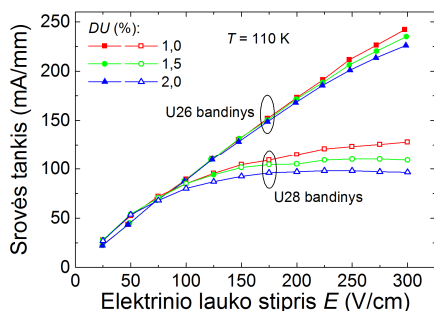
6. THZ ELEKTROLIUMINESCENCIJA IŠ SEKLIJŲ PRIEMAIŠŲ

Kaip paminėta 1.3 skyrelyje, auginant epitaksinius AlGaIn ir GaIn sluoksnius juose visada esti liekamųjų priemaišų, kurių kiekio net švariausiuose AlGaIn ir GaIn epitaksiniuose sluoksniuose nepavyksta sumažinti labiau nei iki 10^{15} cm^{-3} [55]. Žvelgiant iš vienos pusės, dėl šių priemaišų mažėja krūvininkų judris ir prastėja bandinių elektroninės charakteristikos, tačiau neišvengiamai egzistuojančias liekamasias priemaišas arba specialiai įvestus legirantus buvo pasiūlyta panaudoti kaip spinduliavimo centrus kuriant kietakūnius THz spinduliuotės šaltinius [168]. Tokiuose spinduliuose priemaišos gali būti sužadunami elektriškai arba optiškai, o spinduliavimas atsiranda krūvininkams iš aukštesnių sužadintų būsenų relaksuojant į nesužadintas būsenas. Stimuluotas spinduliavimas iš seklių priemaišų buvo stebėtas optiškai kaupiname Si:P lazeryje [169], o spontaninė elektroluminescencija – Ge [170], Si [171] ir SiC [22] kristaluose bei storuose (4 μm storio) GaIn epitaksiniuose sluoksniuose [23], [172]. Visi šie eksperimentai buvo atliekami skysto He temperatūroje ($\leq 6 \text{ K}$), kadangi, priešingai nei įprastuose pn sandūrai turinčiuose prietaisuose, krūvininkai pagrindinėje priemaišų būsenoje privalo būti termiškai nesužadinti. Taip pat buvo nustatyta, kad Si pagrindu veikiančio THz spindulio didžiausia darbinė temperatūra yra 40 K [171], o GaIn – apie 80 K esant stipriems EL [168]. Šiame skyriuje aptariama eksperimentiškai stebėta THz spinduliuotės elektroluminescencija iš seklių priemaišų plonuose AlGaIn/GaIn epitaksiniuose sluoksniuose.

6.1. HEMT struktūros ant Al₂O₃ padėklo

Pirmiausia elektroluminescencijos matavimams buvo parinkti U26 ir U28 bandiniai, pagaminti iš TG2196 ir TG2219 heterostruktūrų. Šių bandinių aktyviosios srities bei ominių kontaktų matmenys buvo tokie patys, kaip ir plazmoninių spindulių, aprašytų 5 skyriuje, tačiau elektroluminescencijos tyrimui pagaminti bandiniai ant paviršiaus neturėjo metalinės gardelės.

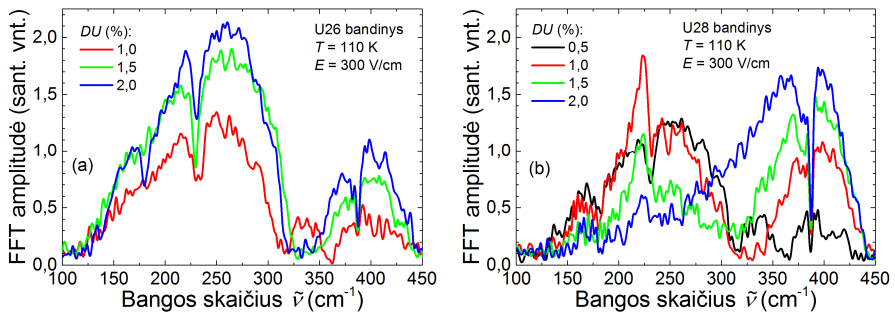
U26 ir U28 bandinių I-V charakteristikos buvo išmatuotos naudojant mažas veikimo ciklo vertes iki 2,0% ir atšaldžius bandinius iki 110 K temperatūros. Iš 6.1 pav. pateiktų kreivių matyti skirtinga bandinių elgsena. U28 bandiniu tekanti srovė pradėjo sotiintis esant gana silpniems EL – ties $E \approx 75 \text{ V/cm}$. Tuo tarpu U26 bandinyje srovės tankio sotinimasis stebėtas gerokai aukštesniuose EL, siekiančiuose maždaug 250 V/cm. Šis rezultatas buvo netikėtas, nes U28 bandinio varža, išmatuota prijungus mažą DC įtampą, buvo



6.1 pav. U26 ir U28 bandiniais tekančios srovės tankio, gauto sunormavus srovę į bandinio plotį L , priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio 110 K temperatūroje esant skirtingoms DU vertėms [P2].

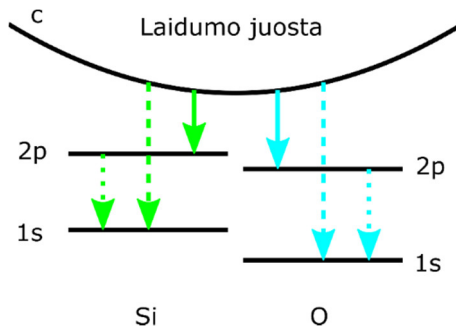
gerokai mažesnė už U26 bandinio varžą ($T = 110$ K temperatūroje U28 bandinio: 94Ω , U26 bandinio: 117Ω). Atidžiau panagrinėjus I-V charakteristikas pastebėta, jog pridėjus silpną EL iki 75 V/cm U28 bandiniu tekanti srovė yra didesnė nei U26; tai atitinka išmatuotas bandinių varžas. Didinant EL stiprį ir didėjant išsiskiriančia Džaulio šilumai, charakteristikų elgseną pradeda lemti šilumos pašalinimo iš bandinio aktyviosios srities sparta. Akivaizdu, jog efektyvesnis U26 bandinio šaldymas ir nulėmė, kad didžiausios srovės tankio vertės, pasiektos pridėjus 300 V/cm EL, bandiniuose skyrėsi apie 2 kartus. Be to, srovių tankio sumažėjimas tarp $DU = 1,0\%$ ir $DU = 2,0\%$ U26 bandinyje buvo apie 7 %, kai tuo tarpu U28 bandinyje siekė net 25 %.

Spinduliavimo spektrai, išmatuoti 110 K temperatūroje maitinant U26 bandinį skirtingos trukmės įtampos impulsais esant fiksuotam 300 V/cm stiprio EL, yra pavaizduoti 6.2(a) pav. Kaip ir 5.14 pav. pateiktuose U11 bandinio spektruose, šiuose taip pat galima išskirti dvi dalis – trumpabangį kraštą (maždaug nuo 325 cm^{-1} iki 450 cm^{-1}), kuriame stebime BB spinduliavimą, ir ilgabangį (maždaug nuo 100 cm^{-1} iki 325 cm^{-1}). Spektro ypatumus, stebimus BB spinduliavimo srityje, nulėmė spektrometre naudojamas šviesos daliklis, kurio praleidimo ir atspindžio faktorių funkcijos pavaizduotos 5.3 pav. Ilgabangiam spektro dalyje matyti gausybė smailių, atsirandančių dėl sekliųjų priemaišų elektroluminescencijos. Iš spektrų matyti, jog didinant DU vertę drauge auga ir BB spinduliavimo intensyvumas. Spektro ilgabangiam krašte intensyvumas sparčiau pakilo padidinus DU nuo $1,0\%$ iki $1,5\%$, o spektro forma išliko maždaug vienoda esant bet kuriai DU vertei.



6.2 pav. (a) U26 bandinio ir (b) U28 bandinio spektrai, išmatuoti maitinant bandinį impulsine įtampa 110 K temperatūroje, esant fiksuotam EL stipriui ir keičiant DU [P2].

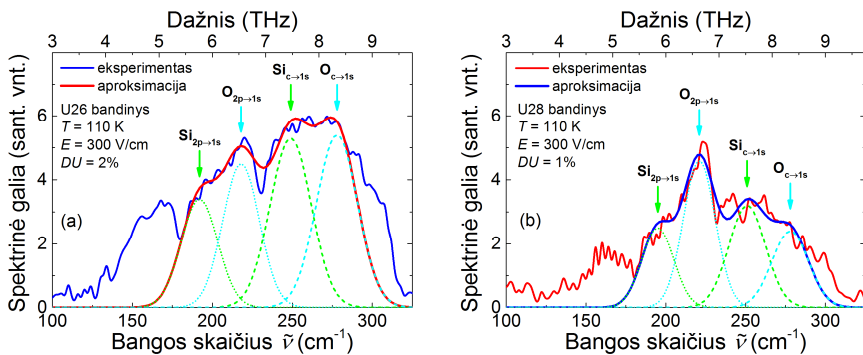
6.2(b) paveiksle pavaizduoti U28 bandinio spektrai, taip pat išmatuoti pasirinkus fiksuotą EL stiprį ir keičiant DU vertes. Juose, panašiai kaip ir U26 bandinio spektruose, galima išskirti dvi sritis, nulemtas BB spinduliavimo ir priemaišų elektroluminescencijos, tačiau spektrų elgsena gerokai skiriasi. Didinant DU vertes, U28 bandinio spektrų trumpabangis kraštas auga gerokai sparčiau, nei U26 bandinio, be to, stipriai išplinta į žemesniųjų dažnių sritį. Dar didesni skirtumai matomi ilgabangiame spektrų krašte, kuriame intensyvumas mažėja didinant DU vertes. Tokie spektrų pokyčiai rodo, jog didėjant bandinio temperatūrai kinta elektronų energetinių būsenų pasiskirstymas, kuris lemia mažėjantį elektronų šuolių tarp priemaišų būsenų skaičių. Be to, kintanti spektrų forma rodo, jog drauge su energetinių būsenų pasiskirstymo kitimu keičiasi ir šuolių įvairiose priemaišose tikimybės. Pavyzdžiui, smailė ties 220 cm^{-1} yra intensyviausia, kai $DU = 1\%$, ir išlieka padidinus DU iki 2 %.



6.3 pav. Scheminė Si ir O sekliųjų priemaišų energetinių lygmenų diagrama. Taškinės linijos žymi $2p \rightarrow 1s$ šuolius tarp skirtingų lygmenų, punktyrinės ir ištisinės – $c \rightarrow 1s$ ir $c \rightarrow 2p$ šuolius tarp laidumo juostos ir vieno iš lygmens.

Dominuojantys seklūs donorai UID-GaN epitaksiniuose sluoksniuose yra silicis ir deguonis [65], [172]. Labiausiai tikėtini šuoliai tarp šių priemaišų lygmenų yra pavaizduoti 6.3 pav. Teoriškai suskaičiuotos $2p \rightarrow 1s$ šuolių energijos Si ir O atomuose atitinkamai yra lygios 23,5 meV ir 25,2 meV (tai atitinka 189 cm^{-1} ir 203 cm^{-1}) [173].

Norint nustatyti elektronų šuolių energijas, iš 6.2 pav. pavaizduotų spektrų buvo pasirinkti du skirtingų bandinių spektrai, kurių intensyvumas trumpabangiam spektro krašte būtų maždaug vienodi. Tokiu būdu buvo išvengiama BB spinduliavimo įtakos interpretuojant sekliųjų priemaišų elektroluminescencijos rezultatus. Spektrai buvo perskaičiuoti panaikinant spektrometro optinių elementų įtaką ir yra pavaizduoti 6.4 pav.



6.4 pav. Spektrinė galia: (a) U26 bandinio, kai $DU = 2,0 \%$ ir (b) U28 bandinio, kai $DU = 1,0 \%$. Abiem atvejais EL stipris buvo lygus 300 V/cm , matavimai atlikti $T = 110 \text{ K}$ temperatūroje. Taškinėmis ir punktyrinėmis linijomis pavaizduoti Gauso funkcijomis aprašyti $2p \rightarrow 1s$ ir $c \rightarrow 1s$ šuoliai tarp Si ir O priemaišų energetinių lygmenų, o jų gaubtinė – storesne ištisine linija. Adaptuota iš [P2] Gauso funkcijomis papildomai aprašant $c \rightarrow 1s$ šuolius.

Atsižvelgiant į temperatūrinį išplitimą, šuolius tarp sekliųjų priemaišų energetinių lygmenų atitinkančias spektro smailes buvo pasirinkta aproksimuoti Gauso funkcija. Aiškiausiai išsiskirianti smailė stebima U28 bandinyje yra maždaug ties 220 cm^{-1} . Aproksimavus šią smailę Gauso funkcija, buvo nustatyta tiksli $O_{2p \rightarrow 1s}$ šuolio smailės padėtis ir plotis pusiniame aukštyje, atitinkamai lygūs $221 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$ ir $27 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$. Laikant, kad visų priemaišų energijos lygmenų išplitimas yra vienodas, šie parametrai buvo panaudoti aproksimuojant spektrą keturių Gauso funkcijų suma. Smailė, kuri spektre nėra aiškiai išsiskirianti, tačiau atitinka $Si_{2p \rightarrow 1s}$ šuolį, padėtis gauta ties $195 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$, o $Si_{1c \rightarrow 1s}$ ir $O_{1c \rightarrow 1s}$ šuoliai – atitinkamai ties $251 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$ ir $278 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$.

Panašus spektrų analizės algoritmas buvo pritaikytas ir U26 bandinio atveju. Smailių padėtys, atitinkančios $\text{Si}_{2p \rightarrow 1s}$ ir $\text{O}_{2p \rightarrow 1s}$ šuolius gautos ties $192 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$ ir $218 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$, o Gauso funkcijos plotis pusiniame aukštyje – $24 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$. Pastaroji vertė nedaug skiriasi abiejuose bandiniuose – to ir buvo galima tikėtis parinkus spektrus su panašiu BB spinduliavimo intensyvumu. Galiausiai, $\text{Si}_{c \rightarrow 1s}$ ir $\text{O}_{c \rightarrow 1s}$ šuolius atitinkančio padėtys U28 bandinyje gautos ties $249 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$ ir $278 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$.

10 lentelė. Gauso funkcijų, kuriomis buvo aproksimuoti U26 ir U28 bandinių elektroluminescencijos spektrai, parametrai. Patogumo dėlei lentelėje taip pat pateikiami U31 bandinio, aprašomo 6.2 skyrelyje, parametrai.

Šuolis	Priemaiša	Padėtis cm^{-1}	Amplitudė sant. vnt.	Amplitudžių santykis	
				Si / O	$2p \rightarrow 1s / c \rightarrow 1s$
U26 bandinys					
$2p \rightarrow 1s$	Si	192 ± 1	$3,4 \pm 0,2$	0,76	Si: 0,64
	O	218 ± 1	$4,5 \pm 0,1$		O: 0,83
$c \rightarrow 1s$	Si	249 ± 1	$5,3 \pm 0,2$	0,98	
	O	278 ± 1	$5,4 \pm 0,2$		
U28 bandinys					
$2p \rightarrow 1s$	Si	195 ± 1	$2,5 \pm 0,2$	0,54	Si: 0,78
	O	221 ± 1	$4,6 \pm 0,2$		O: 1,92
$c \rightarrow 1s$	Si	251 ± 1	$3,2 \pm 0,2$	1,33	
	O	278 ± 2	$2,4 \pm 0,2$		
U31 bandinys					
$2p \rightarrow 1s$	Si	193 ± 1	$3,0 \pm 0,2$	0,91	Si: 0,77
	O	219 ± 2	$3,3 \pm 0,2$		O: 0,73
$c \rightarrow 1s$	Si	250 ± 2	$3,9 \pm 0,2$	0,87	
	O	280 ± 1	$4,5 \pm 0,2$		

Visi parametrai, gauti aproksimuojant spektrus, yra pateikti 10 lentelėje. Smailių padėtys, priskirtos $\text{Si}_{2p \rightarrow 1s}$ ir $\text{O}_{2p \rightarrow 1s}$ šuoliams, abiejuose bandiniuose buvo labai panašios. Si priemaišos padėtis taip pat gerai sutapo su teoriškai apskaičiuota verte [173] bei eksperimentiškai išmatuotomis vertėmis (23 meV) epitaksiniame UID-GaN sluoksnyje [23] bei GaN padėkle [172]. Didėlesnis neatitikimas gautas O priemaišai – nuo teoriškai suskaičiuotos vertės skyrėsi apie 17 cm^{-1} , o nuo eksperimentiškai išmatuotos vertės (26 meV) – apie 12 cm^{-1} . Dažniai, atitinkantys priemaišų $c \rightarrow 1s$ šuolius, abiejuose bandiniuose irgi buvo panašūs. Si priemaišai gauta vertė buvo apie

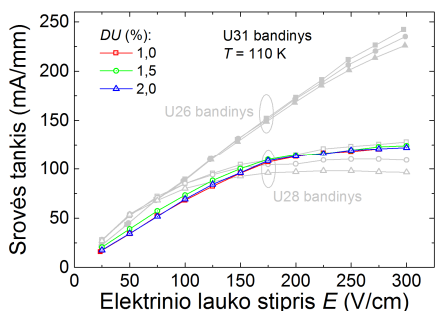
250 cm⁻¹ ir puikiai atitiko teoriškai suskaičiuotą vertę (30,8 meV arba 248 cm⁻¹), tačiau O priemaišai, kaip ir šuolio 2p→1s atveju, nuo teoriškai apskaičiuotos vertės (32,4 meV arba 261 cm⁻¹) skyrėsi apie 17 cm⁻¹ [173].

Literatūroje nepavyko surasti duomenų, paaiškinančių spektro intensyvumo padidėjimą žemiau apytiksliai 180 cm⁻¹, akivaizdžiai matomo 6.2(a) pav. Deja, šis spektro šlaitas (kai $DU < 2\%$) arba plati smailė (kai $DU = 2\%$) sutampa su 5.15 pav. priskirtu neekranuoto plazmono dažniu f_{pl} . Todėl, laikantis konservatyvaus požiūrio, negalima užtikrintai teigti, jog f_{pl} dažnį atitinkanti smailė, stebėta U11 bandinyje, atsiranda tik dėl plazmoninio spinduliavimo.

TG2196 ir TG2219 heterostruktūros buvo užaugintos MOCVD reaktoriuje esant skirtingiems slėgiams, atitinkamai 200 Torr ir 100 Torr. Yra žinoma, kad anglies priemaišų kiekis yra atvirkščiai proporcingas auginimo slėgiui dėl to, kad metilo radikalų pašalinimas iš kameros yra spartesnis esant didesniam slėgiui ir/ar temperatūrai bei dėl lėtesnio trimetilgalio (TMGa) prekursoriaus patiekimo [174]. Taigi, U28 bandinyje, pagamintame iš TG2219 heterostruktūros, kurioje visų liekamųjų priemaišų koncentracija yra apie 10¹⁷ cm⁻³, galima tikėtis apie du kartus didesnio anglies priemaišų kiekio. Yra žinoma, kad deguonies priemaišų kiekis dažniausiai yra proporcingas anglies priemaišų kiekiui dėl savikompensacinių mechanizmų [175]. Tačiau nėra žinoma, kaip aukščiau aprašyta technologinių auginimo sąlygų kaita lemia silicio liekamųjų priemaišų kiekį auginamose AlGaIn/GaN heterostruktūrose.

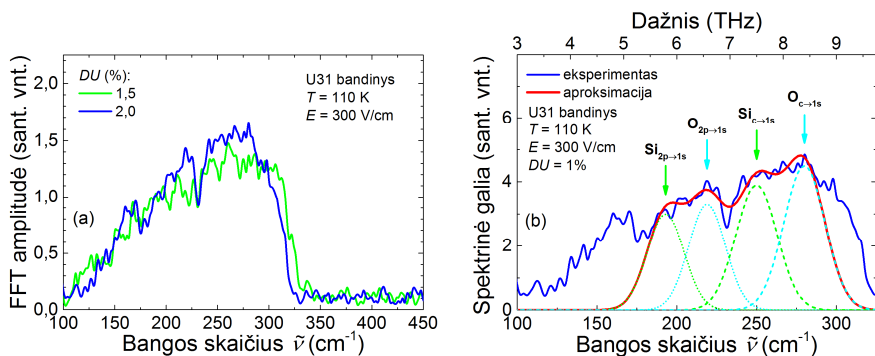
6.2. HEMT struktūra ant SiC padėklo

Elektroluminescencijos iš sekliųjų priemaišų tyrimas taip pat atliktas su U31 bandiniu, pagamintu ant HX2688 heterostruktūros. Šio bandinio matmenys buvo identiški praeitame skyrelyje aprašytiems U26 ir U28 bandiniams, o esminis skirtumas nuo pastarųjų bandinių – HX2688 heterostruktūra yra užauginta ant SiC padėklo, pasižyminčiu apie 10 kartų didesniu šiluminiu laidumu (žr. 2 lentelę). Bandinio I-V charakteristikos, išmatuotos $T = 110$ K temperatūroje naudojant skirtingas DU vertes, parodytas 6.5 pav. Bandiniu tekanti srovė pradėjo sotintis esant 175 V/cm EL stipriui. Didžiausias srovės tankis siekė daugiau nei 120 mA/mm esant 300 V/cm laukui ir buvo nulemtas didesnės nei U26 ir U28 bandinių varžos ($T = 110$ K temperatūroje U31 bandinio varža 143 Ω). Tačiau geresnis bandinio aktyviosios srities aušinimas per padėklą lėmė, kad visame matuotame EL stiprių intervale bandiniu tekanti srovė nepriklausė nuo DU vertės.



6.5 pav. U31 bandinių tekančios srovės tankio, gauto sunormavus srovę į bandinio plotį L , priklausomybė nuo EL stiprio 110 K temperatūroje esant skirtingoms DU vertėms. Patogumo dėlei pilka spalva parodytos U26 ir U28 bandinių priklausomybės tuo pačiu masteliu.

6.6(a) paveiksle pavaizduoti U31 bandinio spektrai, išmatuoti pasirinkus fiksuotą EL stiprį ir keičiant DU vertes. Priešingai nei 6.2 pav. pavaizduotuose U26 ir U28 bandinių spektruose, U31 bandinio spektre nebuvo stebėtas spinduliavimas trumpabangiam krašte virš 325 cm^{-1} . Tai paaiškinama daug efektyvesniu aušinimu bandinio, užauginto ant SiC padėklo. Ilgabangiam spektro krašte stebimas intensyvumo pakilimas, nekeičiantis spektro formos. Pasirinkus spektrą esant $DU = 2\%$, spektro smailės buvo aproksimuotos Gauso funkcijomis, kurių plotis pusiniame aukštyje – $27 \pm 2\text{ cm}^{-1}$, ir atvaizduotos 6.6(b) pav. Smailių padėtys, atitinkančios elektronų šuolius Si ir O priemaišose, gerai sutapo su stebėtomis U26 bei U28 bandiniuose, o jų vertės drauge su amplitudėmis yra pateiktos 10 lentelėje.



6.6 pav. (a) U31 bandinio spektrai, išmatuoti maitinant bandinį impulsine įtampa 110 K temperatūroje, esant fiksuotam EL stipriui ir keičiant DU . (b) U31 bandinio spektrinė galia, kai $DU = 2,0\%$. Taškinėmis ir punktyrinėmis linijomis pavaizduoti Gauso funkcijomis aprašyti $2p \rightarrow 1s$ ir $c \rightarrow 1s$ šuoliai tarp Si ir O priemaišų energetinių lygmenų, o jų gaubtinė – storesne ištisine linija.

Svarbu paminėti tai, kad, priešingai nei iki šiol skelbtuose darbuose, priemaišų elektroliuminescencija buvo stebėta aukštesnėje temperatūroje iki 110 K ir esant silpniesiems EL [168], [23]. Nė viename iš bandinių nebuvo stebimi $c \rightarrow 2p$ elektronų šuoliai, pavaizduoti 6.3 pav. Šio šuolio energija, apskaičiuota kaip $c \rightarrow 1s$ ir $2p \rightarrow 1s$ šuolių energijų skirtumas, yra apie 7,2 meV arba 60 cm^{-1} Si ir O priemaišoms. Panaudojus 12 μm storio šviesos daliklį, FTIR spektrometro jautris buvo padidintas žemesniųjų dažnių spektro ruože nuo 40 cm^{-1} iki 220 cm^{-1} [159], tačiau $c \rightarrow 2p$ elektronų šuolio užfiksuoti nepavyko. Pažymėtina, kad elektroliuminescencijos smailė, atsirandanti dėl $c \rightarrow 2p$ elektronų šuolių, nebuvo eksperimentiškai stebėta ir kitų autorių darbuose [23], [168].

Siekiant patikrinti, ar auginimo sąlygos atitinka skirtingų sekliųjų priemaišų elektroliuminescencijos intensyvumą, 10 lentelėje pateikiami amplitudžių, gautų aproksimuojant spektrus Gauso funkcijomis, santykiai: viename stulpelyje yra skirtingų priemaišų vieno šuolio ($2p \rightarrow 1s$ arba $c \rightarrow 1s$) amplitudžių santykis, o kitame – vienos iš priemaišų skirtinguose šuoliuose amplitudžių santykis. Matyti, kad U28 bandinio $2p \rightarrow 1s$ šuolio Si / O amplitudžių santykis (0,54) yra mažesnis nei U26 bandinio (0,76). Rezultatas sutampa su tikėtiniu skirtingu liekamųjų O priemaišų kiekiu U26 ir U28 bandiniuose dėl skirtingų technologinių auginimo sąlygų laikant, kad jos neturi įtakos liekamųjų Si priemaišų kiekiui auginant AlGaN/GaN heterostruktūras. Deja ši tendencija neišsilaiko žvelgiant į tų pačių Si ir O priemaišų $c \rightarrow 1s$ šuolio amplitudžių santykį – U28 bandinyje santykis (1,33) yra didesnis nei U26 bandinyje (0,98).

U31 bandinyje Si ir O priemaišų šuolių amplitudės yra tarpusavyje panašūs tiek $2p \rightarrow 1s$ šuolio atveju (Si priemaišai – 3,0, O priemaišai 3,3), tiek ir $c \rightarrow 1s$ šuolio atveju (atitinkamai 3,9 ir 4,5), tik pastaruoju atveju amplitudžių vertės yra didesnės. Todėl abiejų šuolių amplitudžių santykiai gauti panašūs (atitinkamai 0,91 ir 0,87). Didesnės Si ir O priemaišų $c \rightarrow 1s$ šuolių amplitudžių vertės (atitinkamai 5,3 ir 5,4), palyginus su $2p \rightarrow 1s$ šuolio vertėmis (atitinkamai 3,4 ir 4,5), gautos ir U26 bandinyje, tačiau priešinga tendencija stebėta U28 bandinyje.

Tokius prieštarigus rezultatus lėmė tai, kad U26 ir U28 bandinio aušinimas nebuvo vienodas. Palyginus U28 bandinio spektrą, kai $DU = 0,5 \%$, su spektru, kuomet $DU = 1 \%$, matyti, kad padidinus veikimo ciklo vertę labai padidėja spektrinė galia ties bangos skaičiumi, atitinkančiu $O_{2p \rightarrow 1s}$ šuolį, kai tuo tarpu ties $Si_{2p \rightarrow 1s}$ šuolį atitinkančiu bangos skaičiumi spektrinės galios vertė išlieka panaši. Tai rodo, kad šuolių amplitudės bei jų santykiai labai priklauso ir nuo bandinį žadinančio impulso trukmės.

Viena iš priežasčių, lemiančių išmatuotų spektrų smailių nesutapimą su teoriškai apskaičiuotomis, yra epitaksinių sluoksnių auginimo metu atsirandantys įtempimai, dėl kurių pasislenka sekliųjų priemaišų lygmenys [173]. Antra esminė priežastis – tai kitų priemaišų įtaka. Pavyzdžiui, $C_{2p \rightarrow 1s}$ ir $C_{c \rightarrow 1s}$ šuolių teoriškai apskaičiuotos energijos yra lygios 26,8 meV ir 34,0 meV (216 cm^{-1} ir 274 cm^{-1}). Atrodytų, jog C priemaišos netgi geriau tenkintų eksperimentiškai išmatuotus spektrus, tačiau, kaip buvo minėta praeitame skyrelyje, būtent O, o ne C, yra laikoma viena iš pagrindinių sekliųjų priemaišų UID-GaN [172]. Į aproksimacijos modelį įtraukus C arba kitų priemaišų šuolius, O ir Si priemaišų šuolių amplitudės pasikeistų. Taip pat pasikeistų ir amplitudžių santykiai, o tai tikriausiai palengvintų rezultatų interpretaciją siekiant šuolių amplitudes susieti su auginimo sąlygomis.

Tiksliausią atsakymą apie liekamąsias priemaišas galėtų pateikti antrinių jonų masės spektroskopija (angl. *secondary ion mass spectroscopy*, SIMS) [172], [176], deja, aptariamams bandiniams šis tyrimas nebuvo atliktas. Tačiau šiame skyriuje pateikiama spektrų analizė rodo, jog FTIR spektrometrija THz dažnių ruože yra ganėtinai jautri, ir ją naudojant galima tyrinėti atskirų priemaišų elektroluminescenciją. Sukalibravus sekliųjų priemaišų elektroluminescencijos smailių intensyvumą bandiniuose su žinomu priemaišų kiekiu, ši metodika galėtų pasitarnauti kaip gerokai pigesnė ir paprastesnė SIMS alternatyva, ypač tiriant užaugintus AlGaIn/GaN darinius bei pagamintus elektronikos komponentus.

6.3. Skyriaus apibendrinimas

Paskutiniame disertacijos skyriuje buvo tiriama liekamųjų priemaišų elektroluminescencija. Buvo nustatyti bandinių, pagamintų iš skirtingų heterostruktūrų, užaugintų ant skirtingų padėklų, spektriniai spinduliavimo ypatumai. Spektrų smailių padėtys taip pat buvo palygintos su literatūroje minimomis teoriškai apskaičiuotomis priemaišų spinduliavimo energijomis. Turint kalibruotus bandinius su žinomu liekamųjų priemaišų kiekiu, elektroluminescencijos spektrų smailių intensyvumai leistų analizuoti priemaišų kiekį AlGaIn/GaN dariniuose.

Remiantis šiame skyriuje pristatytais rezultatais, buvo suformuluotas **ketvirtasis ginamasis teiginys**: Trumpais elektriniais impulsais žadinami elektroluminescencijos spektrai THz dažnių ruože leidžia tirti su sekliomis priemaišomis susijusius elektronų šuolius AlGaIn/GaN didelio elektronų judrio tranzistoriniuose dariniuose 110 K temperatūroje.

PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS

1. Suprojektuoti elektronikos komponentai (Šotkio diodai ir didelio elektronų judrio tranzistoriai), kurių gamybai pakanka paprastesnės technologijos. Standartinės UV fotolitografijos būdu pagaminus AlGa_N/Ga_N bandinius buvo parodyta, kad dviejų etapų (ominių ir Šotkio kontaktų suformavimo) užtenka norint greitai ir paprastai pagaminti elektronikos komponentus, kurių parametrai yra palyginami su prekinių komponentų parametrais.
2. Keičiant spartaus šiluminio atkaitinimo proceso temperatūrą, nustatyta optimali ominių kontaktų atkaitinimo temperatūra, lygi 830 °C. Iš apskritiminės perdavimo linijos metodo testinių struktūrų tyrimo nustatyta, jog naudojant šią ominių kontaktų atkaitinimo temperatūrą, gaunama kontaktinė varža $R_c = 1,8 \Omega \cdot \text{mm}$, savitoji kontaktinė varža $\rho_c = 3,4 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ir pernašos ilgio vertė $L_T = 1,9 \mu\text{m}$.
3. Išmatuota Šotkio diodų nuotėkio srovė, kai pridėta nedidelė atgalinė -10 V įtampa, įvairiuose bandiniuose kito plačiame ruože nuo $0,4 \pm 0,1 \text{ mA/cm}^2$ iki $3,9 \pm 0,5 \text{ A/cm}^2$. Nustatyta, jog esant nedidelei įtampai nuotėkio srovė priklauso nuo heterostruktūrų paviršiaus kokybės, kurią apibūdinantys dydžiai – siūlinių dislokacijų tankis bei paviršiaus šiurkštumas – gerai siejosi su nuotėkio srovėmis Šotkio dioduose.
4. Ištyrus Šotkio diodų nuotėkio sroves, kai pridėta didelė neigiama įtampa iki -210 V, nustatyta, jog ji auga dėl nuotėkio heterostruktūros tūryje, greičiausiai – Ga_N sluoksnio ir padėklo sandūroje, o supergardenę turinčiuose bandiniuose – Ga_N sluoksnio bei supergardenės sandūroje.
5. Nustatyta, jog, nepaisant didesnio siūlinių dislokacijų tankio bandiniuose su supergardenė, iš šių heterostruktūrų pagamintų Šotkio diodų pramušimo laukas buvo didesnis nei analogiškų Šotkio diodų, pagamintų iš heterostruktūrų be supergardenės. Bandinių paviršiuje nebuvo pastebėti pramušimo sukelti pažeidimai, todėl laikytina, kad pramušimas įvyko bandinio tūryje.
6. Iš TG2196, TG2219 bei HX2688 heterostruktūrų pagamintuose bandiniuose Šotkio diodai nebuvo pramušti net ir prijungus didžiausią turimą neigiamą įtampą, lygią $U = -210 \text{ V}$. Nustatyta minimali pramušimo elektrinio lauko stiprio vertė buvo didžiausia HX2688 heterostruktūroje ir siekė $> 420 \text{ kV/cm}$, o nuotėkio srovė neviršijo 10^{-2} A/cm^2 visame įtampų intervale.
7. AlGa_N/Ga_N supergardenės įterpimas į auginamą heterostruktūrą duoda nevienareikšmius rezultatus. Bandiniuose su supergardenė nustatytas

didesnis Šotkio diodų pramušimo laukas bei didesnės didelio elektronų judrio tranzistorių soties srovės, tačiau auginant heterostruktūrą buvo suformuotas papildomas laidumo kanalas GaN epitaksinio sluoksnio ir supergardelės sandūroje, lėmęs didesnes nuotėkio sroves esant didelei neigiamai įtampai bei iki galo neuždaromą didelio elektronų judrio tranzistoriaus kanalą. Be to, bandinių su supergardele paviršiaus kokybė buvo prastesnė. Tai rodo, kad supergardelės auginimas nebuvo optimalus, o tai yra būtina sąlyga norint pasiekti literatūroje aprašomus supergardelės privalumus.

8. Dvimačių elektronų dujų tankis, suskaičiuotas iš Šotkio diodų C-V charakteristikų, visada gaunamas mažesnis nei nustatytas iš Holo matavimų dėl skirtingos dvimačių elektronų dujų būsenos skirtingų matavimų metu. Tačiau judris, suskaičiuotas panaudojant iš apskritiminės perdavimo linijos tyrimo gautą sluoksnio varžą bei iš C-V tyrimo gautą dvimačių elektronų tankį, gaunamas apytiksliai toks pat, kaip ir nustatytas iš Holo matavimų. Todėl Šotkio diodų C-V ir apskritiminės perdavimo linijos I-V matavimai yra gera alternatyva dvimačių elektronų judriui nustatyti neturint specialios Holo matavimo įrangos.
9. Geriausi didelio elektronų judrio tranzistorių parametrai – soties srovė $I_{DS} = 450 \text{ mA/mm}$, atidaryto kanalo varža $R_{ON} = 39 \Omega$, nuotėkio srovė $\sim 10^{-5} \text{ mA/mm}$, atidaryto ir uždaryto kanalo srovių santykis $I_{ON}/I_{OFF} = 1,2 \cdot 10^7$, bei pereinamojo laidis $g_m = 170 \text{ mS/mm}$ – buvo gauti iš HX2688 heterostruktūros pagamintuose bandiniuose. Tai lėmė kokybiški heterostruktūros sluoksniai bei auginimui naudotas SiC padėklas, pasižymintis gerokai didesniu šiluminiu laidumu bei mažesniu kristalinės gardelės nesutapimu palyginus su Al_2O_3 .
10. AlGaIn/GaN didelio elektronų judrio tranzistoriumi be specialios THz dažnio antenos bei „peteliškės“ tipo diodu sėkmingai detektuota prekinio THz dažnio šaltinio spinduliuotė. Nustatytos jautrio bei ekvivalentinės triukšmo galios vertės, atitinkamai $S = 2,6 \text{ V/W}$ ir $NEP = 0,60 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei $S = 12 \text{ V/W}$ ir $NEP = 0,45 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$, buvo palyginamos arba geresnės nei InGaAs „peteliškės“ tipo diodų.
11. Parodyta, kad naudojant 5 cm ilgio židinio nuotolio neašinį parabolinį veidrodį galima tiksliai nustatyti $2 \times 2 \text{ mm}^2$ ploto metalinės gardelės padėtį spektrometre. Tai yra svarbu siekiant išvengti šalutinio šiluminio spinduliavimo įtakos tiriant bandinių spinduliavimo charakteristikas.
12. Išmatuotas bandinių spinduliavimo santykinis intensyvumas parodė nedidelę gardelės įtaką spektrų formai, kai bandiniai yra sužadinti šiluma.
13. Siekiant sumažinti bandinio kaitimą, bandinį reikia maitinti iki 0,1 W vidutinės galios elektriniais impulsais, kurių trukmė $\tau_p = 0,4 \text{ ms}$,

pasikartojimo dažnis 12,5 Hz ir veikimo ciklas $DU = 0,5 \%$, kai bandinys pagamintas iš AlGaIn/GaN heterostrukūros užaugintos ant Al_2O_3 . Kai bandiniai pagaminti iš analogiškų heterostrukūrų, užaugintų ant SiC padėklo, jų kaitimo galima išvengti maitinant bandinį iki 0,3 W vidutinės galios elektriniais impulsais, kurių trukmė $\tau_p = 1,6$ ms, pasikartojimo dažnis 12,5 Hz ir veikimo ciklas $DU = 2,0 \%$.

14. $T = 110$ K temperatūroje ištyrus impulsine įtampa sužadinto bandinio spektrų kitimą nuo impulso trukmės esant fiksuotam impulsų pasikartojimo dažniui, nustatyta, jog spinduliavimas tampa ištesiniu dėl stiprios juodo kūno spinduliuotės, kai veikimo ciklas $DU \geq 5,0 \%$.
15. Plazmoninio AlGaIn/GaN spinduolio spinduliavimo spektro smailė ties $f_{pl} = 166 \text{ cm}^{-1}$ dažniu priskirta pirmajai neekranuoto plazmono modai. Plazmono smailės plotis pusiniame aukštyje siekė $\Delta f_{pl} = 52,5 \text{ cm}^{-1}$, o kokybės faktorius $Q = 3,2$ atitiko literatūroje minimas vertes. Plazmono spinduliuotės srautas ir spindulinis našumas atitinkamai siekė $\Phi_e = 940 \text{ nW}$ ir $\eta_e = 35 \cdot 10^{-9}$.
16. Smailės, stebėtos AlGaIn/GaN heterostrukūrų spinduliavimo spektruose, buvo priskirtos sekliųjų Si ir O priemaišų elektroliuminescencijai dėl krūvininkų šuolių tarp $2p \rightarrow 1s$ ir $c \rightarrow 1s$ lygmenų. Sukalibravus liekamųjų priemaišų kiekį ir elektroliuminescencijos spektrų smailių intensyvumą, galima tikėtis nustatyti priemaišų kiekį AlGaIn/GaN heterostrukūrose THz spektroskopijos metodais.
17. Gaminant bandinius plazmoniniam spinduliavimui THz dažnių ruože tirti, būtina atsižvelgti į sekliųjų Si ir O priemaišų, esančių AlGaIn/GaN heterostrukūrose, elektroliuminescencijos įtaką.

PRIEDAS

Šis priedas yra skirtas būsimiems magistrantams ir doktorantams. Visi kiti žmonės gali jo neskaityti, nes arba jau yra praėję šį gyvenimo etapą, arba juo neis. Priedą nutariau parašyti įkvėptas dr. Tomo Kristijono Uždavinio disertacijoje „Optical properties of GaN and InGaN studied by time- and spatially-resolved spectroscopy“ (*KTH Royal Institute of Technology*, Stokholmas, 2018) esančio skyriaus „7.2 How not to write thesis“. Jame autorius aptaria psichologinius ir techninius disertacijos rašymo aspektus, kurie galėtų praversti ne tik doktorantams, bet ir kitiems žmonėms.

Esu ne kartą jaunesniesiems kolegoms sakęs, kad šie gerai pagalvotų prieš studdami į magistrantūrą ar doktorantūrą. Nė sykiu nesiekiau jų atkalbėti nuo stojimo, tik pabrėžiau – gerai pagalvokite. Tai – labai svarbus sprendimas gyvenime, atsiesiantis dvejus arba ketverius ar net penkerius jūsų jaunystės metus. Tikriausiai ne visada būdavau iki galo suprastas, todėl jaučiu pareigą praplėsti tą trumpą ir koncentruotą mintį apie pagalvojimą prieš stojant.

Laikas studijuojant neatrodys praleistas veltui, jei turėsite įdomios jums veiklos ir dirbsite draugiškoje komandoje. Svarbus ir sėkmės faktorius. Prof. G. Valušis mėgsta sakyti, kad „greita sėkmė ateina po 15 metų intensyvaus darbo“. Norėčiau papildyti pastarąją mintį – manau, kad reikia ne tik intensyviai dirbti, bet ir darbui pasirinkti perspektyvią temą, įspėti būsimas tendencijas. Kitaip sakant – turėti „mokslinę uoslę“ dar prieš prasidedant tiems penkiolikai metų.

Šioje vietoje jaunuoliui į pagalbą turi ateiti darbo vadovas. Manau, kad jis – vienas svarbiausių magistrantūros, o ypač – doktorantūros, studijų elementų. Susirasti gerą vadovą – didelis iššūkis. Jei rasite gerą mokslininką, galbūt turėsite gerą vadovą. Deja, dažnai klaidingai manoma, kad geras mokslininkas – tai tas, kuris yra parašęs daug straipsnių aukštą citavimo reitingą turinčiuose mokslo žurnaluose, yra gausiai cituojamas ir laimi įvairius projektus tyrimams finansuoti. Tiesa yra tokia, kad, to neužtenka norint būti geru mokslininkui. Parašyti daug straipsnių, būti cituojamam ir laimėti projektus yra būtina, tačiau toli gražu nepakankama sąlyga norint tapti geru mokslininku. Per dvylika metų, praleistų mokslo pasaulyje, esu matęs bei sutikęs ir gerų, ir nevykusių mokslininkų. Todėl manau, kad vadovu reikėtų rinktis tą mokslininką, kuris moka išgirsti; gerbia savo studentus ir doktorantus (mokinčius); nesistengia pasirodyti esąs visažiniu ir neklystančiu; pasitiki savo mokiniais, o ne perdėm juos kontroliuoja; nėra melagis; kalba su jumis, o ne su kosmosu; neslepia matavimo duomenų ir neklastoja tyrimų rezultatus; taiko vienodus standartus sau ir kitiems; išmano įstatymus ir jų laikosi; yra mokęsis

logikos; nediskriminuoja žmonių dėl jų lyties, amžiaus, religinių įsitikinimų, politinių pažiūrų, gyvenimo būdo ir pan.; ne tik turi drąsos pripažinti savo klaidas, bet ir gailisi dėl jų bei stengiasi pasitaisyti; leidžia klysti ir už tai nebaudžia; rūpinasi ne tik rezultatais bei jų kiekiu, bet ir savo mokinių gerove; palaiko naujas idėjas ir nenusisavina jų; siūlo savo pagalbą, tačiau neperša jos per prievartą; nori ir geba paaiškinti savo sprendimus; moka lietuvių (jei tai gimtoji) ir anglų kalbas, o ne įsivaizduoja jas mokąs; neapsimetinėja kvaileliu siekdamas išvengti tiesaus ir aiškaus atsakymo; nenaudoja psichologinio smurto ir nežemina turinčio kitokią nuomonę ar jos neturinčio; laboratorijoje kuria horizontalią, o ne vertikalią hierarchiją; turi bent šiek tiek emocinio intelekto; pataria, bet nenurodinėja; diskutuoja, o ne perša savo nuomonę, korektiškai ir mandagiai bendrauja; supranta akademinės laisvės svarbą; jaučia kolektyvo nuotaikas ir į jas adekvačiai reaguoja; siekia išugdyti Žmogų, o ne mankurtą; yra ne tik formalus vadovas, bet ir kolega arba draugas.

Per dideli reikalavimai vienam žmogui?

Ne. Akivaizdu, jog ne kiekvienam ir lemta būti geru mokslininku ir, tuo labiau, geru vadovu.

Pabaigai – trys išvados. Pirmoji – būsimiems studentams bei doktorantams: gerai pagalvokite prieš stodami į magistrantūrą ar doktorantūrą. Antroji – esamiems studentams bei doktorantams: nei jei turite vadovą, nepasižymintį nė viena iš anksčiau išvardintų savybių, vis vien pasistenkite ko nors iš jo išmokti. Pavyzdžiui, kaip nevadovauti ir koku žmogumi nebūti. Ir būtinai išmokite nusileisti, tiesiog duokite kvailiui kelią. Trečioji – negeriams vadovams (jei tokie vis dėl perskaitė šį puslapį): bent kartais nusileiskite iš kosmoso ant žemės ir perskaitykite knygelę apie bendravimo įgūdžių lavinimą. Dar nė vienam nepakenkė.

CITUOJAMOS LITERATŪROS SĄRAŠAS

- [1] V. Tamošiūnas, D. Seliuta, A. Juozapavičius, E. Širmulis, G. Valušis, A. El Fatimy, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, et al., New trends in terahertz electronics, *Lith. J. Phys.* **46**(2), 131–145 (2006).
- [2] S. S. Dhillon, M. S. Vitiello, E. H. Linfield, A. G. Davies, M. C. Hoffmann, J. Booske, C. Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, et al., The 2017 terahertz science and technology roadmap, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**(4), 043001 (2017).
- [3] E. Bründermann, H.-W. Hübers ir M. F. Kimmitt, *Terahertz Techniques* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2012).
- [4] V. M. Zolotarev, R. K. Mamedov, A. N. Bekhterev ir B. Z. Volchek, Spectral emissivity of a Globar lamp in the 2-50- μm region, *J. Opt. Technol.* **74**(6), 378 (2007).
- [5] G. A. Melentev, V. A. Shalygin, L. E. Vorobjev, V. Y. Panevin, D. A. Firsov, L. Riuttanen, S. Suihkonen, V. V. Korotyeyev, Y. M. Lyaschuk, et al., Interaction of surface plasmon polaritons in heavily doped GaN microstructures with terahertz radiation, *J. Appl. Phys.* **119**(9), 093104 (2016).
- [6] A. Maestrini, B. Thomas, H. Wang, C. Jung, J. Treuttel, Y. Jin, G. Chattopadhyay, I. Mehdi ir G. Beaudin, Schottky diode-based terahertz frequency multipliers and mixers, *Comptes Rendus Phys.* **11**(7–8), 480–495 (Elsevier Masson SAS, 2010).
- [7] A. Rydberg, H. Gronqvist ir E. Kollberg, Millimeter- and submillimeter-wave multipliers using quantum-barrier-varactor (QBV) diodes, *IEEE Electron Device Lett.* **11**(9), 373–375 (1990).
- [8] E. R. Mueller, *Optically Pumped Terahertz (THz) Lasers*, Wiley Encycl. Electr. Electron. Eng. (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2016).
- [9] A. Rice, Y. Jin, X. F. Ma, X. C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin ir M. Alexander, Terahertz optical rectification from $\langle 110 \rangle$ zinc blende crystals, *Appl. Phys. Lett.* **64**(11), 1324–1326 (1994).
- [10] W. Shi ir Y. J. Ding, Tunable Coherent Radiation from Terahertz to Microwave by Mixing Two Infrared Frequencies in a 47-mm-long GaSe Crystal, *Int. J. High Speed Electron. Syst.* **16**(02), 589–595 (2006).
- [11] K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W. F. Dinatale ir T. M. Lyszczarz, Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs, *Appl. Phys. Lett.* **67**(1995), 3844 (1995).
- [12] V. L. Malevich, R. Adomavičius ir A. Krotkus, THz emission from semiconductor surfaces, *Comptes Rendus Phys.* **9**(2), 130–141 (2008).
- [13] A. Lisauskas, A. Reklaitis, R. Venckevičius, I. Kašalynas, G. Valušis, G. Grigaliūnaitė-Vonsevičienė, H. Maestre, J. Schmidt, V. Blank, et al., Experimental demonstration of efficient pulsed terahertz emission

- from a stacked GaAs/AlGaAs p-i-n-i heterostructure, Appl. Phys. Lett. **98**(9), 091103 (2011).
- [14] M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams ir P. De Natale, Quantum cascade lasers: 20 years of challenges, Opt. Express **23**(4), 5167 (2015).
- [15] P. Tan, J. Huang, K. Liu, Y. Xiong ir M. Fan, Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications, Sci. China Inf. Sci. **55**(1), 1–15 (2012).
- [16] W. He, C. R. Donaldson, L. Zhang, K. Ronald, P. McElhinney ir A. W. Cross, High Power Wideband Gyrotron Backward Wave Oscillator Operating towards the Terahertz Region, Phys. Rev. Lett. **110**(16), 165101 (2013).
- [17] R. H. Varian ir S. F. Varian, A High Frequency Oscillator and Amplifier, J. Appl. Phys. **10**(5), 321–327 (1939).
- [18] A. K. Panda, D. Pavlidis ir E. Alekseev, DC and high-frequency characteristics of GaN-based IMPATTs, IEEE Trans. Electron Devices **48**(4), 820–823 (2001).
- [19] A. Khalid, N. J. Pilgrim, G. M. Dunn, M. C. Holland, C. R. Stanley, I. G. Thayne ir D. R. S. Cumming, A Planar Gunn Diode Operating Above 100 GHz, IEEE Electron Device Lett. **28**(10), 849–851 (2007).
- [20] Kai kurių THz šaltinių spinduliuotės srautai ir dažniai, prieiga internete, <http://userweb.eng.gla.ac.uk/douglas.paul/terahertz.html> (žiūrėta 2018 m. rugsėjo mėn. 28d.).
- [21] E. Bründermann, H. P. Röser, W. Heiss, E. Gornik ir E. E. Haller, High repetition rate far-infrared *p*-type germanium hot hole lasers, Appl. Phys. Lett. **67**(24), 3543–3545 (1995).
- [22] G. Xuan, P. C. Lv, X. Zhang, J. Kolodzey, G. Desalvo ir A. Powell, Silicon carbide terahertz emitting devices, J. Electron. Mater. **37**(5), 726–729 (2008).
- [23] V. A. Shalygin, L. E. Vorobjev, D. A. Firsov, V. Y. Panevin, A. N. Sofronov, G. A. Melentyev, A. V. Antonov, V. I. Gavrilenko, A. V. Andrianov, et al., Impurity breakdown and terahertz luminescence in n-GaN epilayers under external electric field, J. Appl. Phys. **106**(12), 123523 (2009).
- [24] A. V. Andrianov, J. P. Gupta, J. Kolodzey, V. I. Sankin, A. O. Zakhar'in ir Y. B. Vasilyev, Current injection induced terahertz emission from 4H-SiC p-n junctions, Appl. Phys. Lett. **103**(22), 221101 (2013).
- [25] S. J. Allen, D. C. Tsui ir R. A. Logan, Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers, Phys. Rev. Lett. **38**(17), 980–983 (1977).
- [26] M. I. Dyakonov ir M. S. Shur, Plasma wave electronics: novel terahertz devices using two dimensional electron fluid, IEEE Trans. Electron Devices **43**(10), 1640–1645 (1996).
- [27] M. Dyakonov ir M. Shur, Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic

- fluid, *IEEE Trans. Electron Devices* **43**(3), 380–387 (1996).
- [28] T. Otsuji, Y. M. Meziani, T. Nishimura, T. Suemitsu, W. Knap, E. Sano, T. Asano ir V. V Popov, Emission of terahertz radiation from dual grating gate plasmon-resonant emitters fabricated with InGaP/InGaAs/GaAs material systems, *J. Phys. Condens. Matter* **20**(38), 384206 (2008).
- [29] D. C. Tsui, E. Gornik ir R. A. Logan, Far infrared emission from plasma oscillations of Si inversion layers, *Solid State Commun.* **35**(11), 875–877 (1980).
- [30] M. Dyakonov ir M. Shur, Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current, *Phys. Rev. Lett.* **71**(15) (1993).
- [31] L. Minkevičius, THz vaizdų užrašymo matricos, veikiančios kambario temperatūroje (daktaro disertacija, Fizinių ir technologijos mokslų centras, Vilnius, 2016).
- [32] K. Ikamas, A. Lisauskas, M. Bauer, A. Ramer, S. Massabeau, D. Cibiraite, M. Burakevic, S. Chevtchenko, J. Mangeney, et al., Efficient detection of short-pulse THz radiation with field effect transistors, 2017 Int. Conf. Noise Fluctuations, (IEEE, 2017).
- [33] M. Bauer, R. Venckevičius, I. Kašalynas, S. Boppel, M. Mundt, L. Minkevičius, A. Lisauskas, G. Valušis, V. Krozer, et al., Antenna-coupled field-effect transistors for multi-spectral terahertz imaging up to 425 THz, *Opt. Express* **22**(16), 19235 (2014).
- [34] J. Trontelj, G. Valušis, R. Venckevičius, I. Kašalynas, A. Sešek ir A. Švigelj, A high performance room temperature THz sensor, *Proc. SPIE 9199, Terahertz Emit. Receiv. Appl. V* **9199**, 91990K (2014).
- [35] S. Boppel, A. Lisauskas, M. Mundt, D. Seliuta, L. Minkevicius, I. Kasalynas, G. Valusis, M. Mittendorff, S. Winnerl, et al., CMOS Integrated Antenna-Coupled Field-Effect Transistors for the Detection of Radiation From 0.2 to 4.3 THz, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **60**(12), 3834–3843 (2012).
- [36] L. Minkevičius, V. Tamošiūnas, I. Kašalynas, D. Seliuta, G. Valušis, A. Lisauskas, S. Boppel, H. G. Roskos ir K. Köhler, Terahertz heterodyne imaging with InGaAs-based bow-tie diodes, *Appl. Phys. Lett.* **99**(13), 131101 (2011).
- [37] I. Kašalynas, R. Venckevičius, D. Seliuta, I. Grigelionis ir G. Valušis, InGaAs-based bow-tie diode for spectroscopic terahertz imaging, *J. Appl. Phys.* **110**(11), 1–6 (2011).
- [38] W. C. Johnson, J. B. Parson ir M. C. Crew, Nitrogen Compounds of Gallium, *J. Phys. Chem.* **36**(10), 2651–2654 (1931).
- [39] H. P. Maruska ir J. J. Tietjen, The Preparation and Properties of Vapor-Deposited Single-Crystalline GaN, *Appl. Phys. Lett.* **15**(10), 327–329 (1969).
- [40] 2014 m. Nobelio fizikos premijos laureatai, prieiga internete, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2014/summary/> (žiūrėta

- 2018 m. rugsėjo mėn. 28d.).
- [41] B. Ozpineci, „Comparison of Wide-Bandgap Semiconductors for Power Electronics Applications“, Oak Ridge, TN, 2004.
 - [42] B. J. Baliga, Power semiconductor device figure of merit for high-frequency applications, *IEEE Electron Device Lett.* **10**(10), 455–457 (1989).
 - [43] E. Johnson, Physical limitations on frequency and power parameters of transistors, *IRE Int. Conv. Rec.* **13**, (Institute of Electrical and Electronics Engineers, 1966).
 - [44] V. Karpus, *Dvimačiai elektronai* (Ciklonas, Vilnius, 2004).
 - [45] E. Fluck, New notations in the periodic table, *Pure Appl. Chem.* **60**(3), 431–436 (1988).
 - [46] N. G. Connelly, T. Damhus, R. M. Hartshorn ir A. T. Hutton, sud., *Nomenclature of Inorganic Chemistry – IUPAC Recommendations 2005* (RSC Publishing, 2005).
 - [47] A. Žukauskas, *Puslaidininkiniai šviestukai* (Progretus, Vilnius, 2008).
 - [48] J. W. Chung, W. E. Hoke, E. M. Chumbes ir T. Palacios, AlGaIn/GaN HEMT with 300-GHz f_{max}, *IEEE Electron Device Lett.* **31**(3), 195–197 (2010).
 - [49] H. M. Ng, N. G. Weimann ir A. Chowdhury, GaN nanotip pyramids formed by anisotropic etching, *J. Appl. Phys.* **94**(1), 650–653 (2003).
 - [50] M. Tautz ir D. Díaz Díaz, Wet-Chemical Etching of GaN: Underlying Mechanism of a Key Step in Blue and White LED Production, *ChemistrySelect* **3**(5), 1480–1494 (2018).
 - [51] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, et al., Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures, *J. Appl. Phys.* **85**(1999), 3222 (1999).
 - [52] Y. Taniyasu ir M. Kasu, Improved Emission Efficiency of 210-nm Deep-ultraviolet Aluminum Nitride Light-emitting Diode, *NTT Tech. Rev.* **8**(8), 1–5 (2010).
 - [53] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, et al., Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures, *J. Appl. Phys.* **87**(1), 334–344 (2000).
 - [54] E. T. Yu, G. J. Sullivan, P. M. Asbeck, C. D. Wang, D. Qiao ir S. S. Lau, Measurement of piezoelectrically induced charge in GaN/AlGaIn heterostructure field-effect transistors, *Appl. Phys. Lett.* **71**(19), 2794–2796 (1997).
 - [55] R. Quay, *Gallium Nitride Electronics* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008).
 - [56] I. Gorczyca, N. E. Christensen, E. L. Peltzer y Blancá ir C. O. Rodriguez, Optical phonon modes in GaN and AlN, *Phys. Rev. B*

- 51**(17), 11936–11939 (1995).
- [57] S. Vassant, F. Pardo, P. Bouchon, F. Marquier, J. J. Greffet ir J. L. Pelouard, Optical control of THz reflectivity with surface waves, *Proc. SPIE*(September 2011), 81190H (2011).
- [58] Y. Cordier, N. Baron, F. Semond, J. Massies, M. Binetti, B. Henninger, M. Besendahl ir T. Zettler, In situ measurements of wafer bending curvature during growth of group-III-nitride layers on silicon by molecular beam epitaxy, *J. Cryst. Growth* **301–302**(SPEC. ISS.), 71–74 (2007).
- [59] N. G. Weimann, L. F. Eastman, D. Doppalapudi, H. M. Ng ir T. D. Moustakas, Scattering of electrons at threading dislocations in GaN, *J. Appl. Phys.* **83**(7), 3656–3659 (1998).
- [60] S. J. Rosner, E. C. Carr, M. J. Ludowise, G. Girolami ir H. I. Erikson, Correlation of cathodoluminescence inhomogeneity with microstructural defects in epitaxial GaN grown by metalorganic chemical-vapor deposition, *Appl. Phys. Lett.* **70**(4), 420–422 (1997).
- [61] C. Sasaoka, H. Sunakawa, A. Kimura, M. Nido, A. Usui ir A. Sakai, High-quality InGaN MQW on low-dislocation-density GaN substrate grown by hydride vapor-phase epitaxy, *J. Cryst. Growth* **189–190**, 61–66 (1998).
- [62] P. Kozodoy, J. P. Ibbetson, H. Marchand, P. T. Fini, S. Keller, J. S. Speck, S. P. DenBaars ir U. K. Mishra, Electrical characterization of GaN p-n junctions with and without threading dislocations, *Appl. Phys. Lett.* **73**(7), 975–977 (1998).
- [63] R. Dwiliński, R. Doradziński, J. Garczyński, L. P. Sierzputowski, A. Puchalski, Y. Kanbara, K. Yagi, H. Minakuchi ir H. Hayashi, Excellent crystallinity of truly bulk ammonothermal GaN, *J. Cryst. Growth* **310**(17), 3911–3916 (2008).
- [64] K. Motoki, T. Okahisa, N. Matsumoto, M. Matsushima, H. Kimura, H. Kasai, K. Takemoto, K. Uematsu, T. Hirano, et al., Preparation of Large Freestanding GaN Substrates by Hydride Vapor Phase Epitaxy Using GaAs as a Starting Substrate, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**(Part 2, No. 2B), L140–L143 (2001).
- [65] K. Fujito, S. Kubo, H. Nagaoka, T. Mochizuki, H. Namita ir S. Nagao, Bulk GaN crystals grown by HVPE, *J. Cryst. Growth* **311**(10), 3011–3014 (2009).
- [66] A. Nakadaira ir H. Tanaka, Metalorganic Vapor-Phase Epitaxial Growth and Characterization of Cubic $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Alloy, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**(Part 1, No. 3B), 1449–1452 (1998).
- [67] G. Namkoong, S. Burnham, K.-K. Lee, E. Trybus, W. A. Doolittle, M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, B. Nemeth, et al., III-nitrides on oxygen- and zinc-face ZnO substrates, *Appl. Phys. Lett.* **87**(18), 184104 (2005).
- [68] C. J. Sun, J. W. Yang, B. W. Lim, Q. Chen, M. Z. Anwar, M. A. Khan, A. Osinsky, H. Temkin ir J. F. Schetzina, Mg-doped green light

- emitting diodes over cubic (111) MgAl₂O₄ substrates, *Appl. Phys. Lett.* **70**(11), 1444–1446 (1997).
- [69] F. Tinjod, P. de Mierry, D. Lancefield, Z. Bougrioua, S. Läugt, O. Tottereau, P. Lorenzini, S. Chenot, E. Virey, et al., Alumina-rich spinel: A new substrate for the growth of high quality GaN-based light-emitting diodes, *J. Cryst. Growth* **285**(4), 450–458 (2005).
- [70] T. Beierlein, S. Strite, A. Dommann ir D. J. Smith, Properties of InGaN deposited on Glass at Low Temperature, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **2**(27–31), e29 (1997).
- [71] K. Iwata, H. Asahi, K. Asami, R. Kuroiwa ir S. Gonda, Gas Source Molecular Beam Epitaxy Growth of GaN on C-, A-, R- and M-Plane Sapphire and Silica Glass Substrates, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**(Part 2, No. 6A), L661–L664 (1997).
- [72] K. Hirama, Y. Taniyasu ir M. Kasu, AlGa_N/Ga_N high-electron mobility transistors with low thermal resistance grown on single-crystal diamond (111) substrates by metalorganic vapor-phase epitaxy, *Appl. Phys. Lett.* **98**(16), 162112 (2011).
- [73] L. Liu ir J. H. Edgar, Substrates for gallium nitride epitaxy, *Mater. Sci. Eng. R Reports* **37**(3), 61–127 (2002).
- [74] D. Zhu, D. J. Wallis ir C. J. Humphreys, Prospects of III-nitride optoelectronics grown on Si, *Reports Prog. Phys.* **76**(10), 106501 (2013).
- [75] M. Meneghini, G. Meneghesso ir E. Zanoni, sud., *Power GaN Devices* (Springer International Publishing, Cham, 2017).
- [76] F. Ejeckam, D. Francis, F. Faili, F. Lowe, D. Twitchen ir B. Bolliger, Ga_n-on-diamond wafers: Recent developments, 2015 China Semicond. Technol. Int. Conf. **1**(408), (IEEE, 2015).
- [77] P. C. Chao, K. Chu, J. Diaz, C. Creamer, S. Sweetland, R. Kallaher, C. McGray, G. D. Via ir J. Blevins, Ga_N-on-Diamond HEMTs with 11W/mm Output Power at 10GHz, *MRS Adv.* **1**(02), 147–155 (2016).
- [78] E. S. Hellman, The Polarity of Ga_N: a Critical Review, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **3**(January 1998), e11 (1998).
- [79] L. Hsu ir W. Walukiewicz, Effects of piezoelectric field on defect formation, charge transfer, and electron transport at Ga_N/Al_xGa_{1-x}N interfaces, *Appl. Phys. Lett.* **73**(3), 339–341 (1998).
- [80] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck ir U. K. Mishra, Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors, *Appl. Phys. Lett.* **77**(2), 250–252 (2000).
- [81] R. Dimitrov, A. Mitchell, L. Wittmer, O. Ambacher, M. Stutzmann, J. Hilsenbeck ir W. Rieger, Comparison of N-face and Ga-face AlGa_N/Ga_N-Based High Electron Mobility Transistors Grown by Plasma-Induced Molecular Beam Epitaxy, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**(Part 1, No. 9A), 4962–4968 (1999).
- [82] S. J. Pearton, J. C. Zolper, R. J. Shul ir F. Ren, Ga_N: Processing, defects,

- and devices, *J. Appl. Phys.* **86**(1), 1 (1999).
- [83] L. F. Eastman, V. Tilak, J. Smart, B. M. Green, E. M. Chumbes, R. Dimitrov, Hyungtak Kim, O. S. Ambacher, N. Weimann, et al., Undoped AlGaIn/GaN HEMTs for microwave power amplification, *IEEE Trans. Electron Devices* **48**(3), 479–485 (2001).
- [84] A. Usui, H. Sunakawa, A. Sakai ir A. A. Yamaguchi, Thick GaN Epitaxial Growth with Low Dislocation Density by Hydride Vapor Phase Epitaxy, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**(Part 2, No. 7B), L899–L902 (1997).
- [85] S. C. Jain, M. Willander, J. Narayan ir R. Van Overstraeten, III-nitrides: Growth, characterization, and properties, *J. Appl. Phys.* **87**(3), 965 (2000).
- [86] M. Albrecht, I. P. Nikitina, A. E. Nikolaev, Y. V. Melnik, V. A. Dmitriev ir H. P. Strunk, Dislocation Reduction in AlN and GaN Bulk Crystals Grown by HVPE, *Phys. Status Solidi C* **176**(1), 453–458 (1999).
- [87] Z. C. Feng, *III-Nitride Devices and Nanoengineering* (Imperial College Press, London, 2008).
- [88] X. Q. Shen, H. Matsuhata ir H. Okumura, Reduction of the threading dislocation density in GaN films grown on vicinal sapphire (0001) substrates, *Appl. Phys. Lett.* **86**(2), 021912 (2005).
- [89] S. A. Nikishin, V. G. Antipov, S. Francoeur, N. N. Faleev, G. A. Seryogin, V. A. Elyukhin, H. Temkin, T. I. Prokofyeva, M. Holtz, et al., High-quality AlN grown on Si(111) by gas-source molecular-beam epitaxy with ammonia, *Appl. Phys. Lett.* **75**(4), 484–486 (1999).
- [90] M. H. Xie, L. X. Zheng, S. H. Cheung, Y. F. Ng, H. Wu, S. Y. Tong ir N. Ohtani, Reduction of threading defects in GaN grown on vicinal SiC(0001) by molecular-beam epitaxy, *Appl. Phys. Lett.* **77**(8), 1105–1107 (2000).
- [91] H. M. Wang, J. P. Zhang, C. Q. Chen, Q. Fareed, J. W. Yang ir M. A. Khan, AlN/AlGaIn superlattices as dislocation filter for low-threading-dislocation thick AlGaIn layers on sapphire, *Appl. Phys. Lett.* **81**(4), 604–606 (2002).
- [92] Y. Ni, Z. He, D. Zhou, Y. Yao, F. Yang, G. Zhou, Z. Shen, J. Zhong, Y. Zhen, et al., The influences of AlN/GaN superlattices buffer on the characteristics of AlGaIn/GaN-on-Si (111) template, *Superlattices Microstruct.* **83**(111), 811–818 (2015).
- [93] K. H. Kim, J. Li, S. X. Jin, J. Y. Lin ir H. X. Jiang, III-nitride ultraviolet light-emitting diodes with delta doping, *Appl. Phys. Lett.* **83**(3), 566–568 (2003).
- [94] Z. D. Zhao, B. Wang, Y. P. Sui, W. Xu, X. L. Li ir G. H. Yu, Reduction of Dislocation Density in HVPE-Grown GaN Epilayers by Using In Situ-Etched Porous Templates, *J. Electron. Mater.* **43**(3), 786–790 (2014).
- [95] C. F. Klingshirn, *Semiconductor Optics* (Springer Berlin Heidelberg,

- Berlin, Heidelberg, 2012).
- [96] R. H. Ritchie, Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films, *Phys. Rev.* **106**(5), 874–881 (1957).
 - [97] F. Stern, Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas, *Phys. Rev. Lett.* **18**(14), 546–548 (1967).
 - [98] A. V. Chaplik, Absorption and emission of electromagnetic waves by two-dimensional plasmons, *Surf. Sci. Rep.* **5**(7), 289–335 (1985).
 - [99] S. Rabbai ir J. Stiens, Charge density and plasmon modes in a triangular quantum well model for doped and undoped gated AlGaIn/GaN HEMTs, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**(32), 325103 (2011).
 - [100] H. Raether, *Excitation of Plasmons and Interband Transitions by Electrons*, *Electr. Resist. Thin Met. Film.* **88**, G. Hohler, sud. (Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 1980).
 - [101] V. V. Popov, Plasmon Excitation and Plasmonic Detection of Terahertz Radiation in the Grating-Gate Field-Effect-Transistor Structures, *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves* **32**(10), 1178–1191 (2011).
 - [102] T. N. Theis, J. P. Kotthaus ir P. J. Stiles, Generation of 2D plasmon resonances at multiple wave-vectors; A test of the dispersion relation, *Surf. Sci.* **73**(C), 434–436 (1978).
 - [103] R. A. Höpfel, E. Vass ir E. Gornik, Thermal Excitation of Two-Dimensional Plasma Oscillations, *Phys. Rev. Lett.* **49**(22), 1667–1671 (1982).
 - [104] V. V. Popov, A. N. Koudymov, M. Shur ir O. V. Polischuk, Tuning of ungated plasmons by a gate in the field-effect transistor with two-dimensional electron channel, *J. Appl. Phys.* **104**(2), 024508 (2008).
 - [105] R. Höpfel, G. Lindemann, E. Gornik, G. Stangl, A. C. Gossard ir W. Wiegmann, Cyclotron and plasmon emission from two-dimensional electrons in GaAs, *Surf. Sci.* **113**(1–3), 118–123 (1982).
 - [106] N. Okisu, Y. Sambe ir T. Kobayashi, Far-infrared emission from two-dimensional plasmons in AlGaAs/GaAs heterointerfaces, *Appl. Phys. Lett.* **48**(12), 776 (1986).
 - [107] K. Hirakawa, K. Yamanaka, M. Grayson ir D. C. Tsui, Far-infrared emission spectroscopy of hot two-dimensional plasmons in Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs heterojunctions, *Appl. Phys. Lett.* **67**(16), 2326 (1995).
 - [108] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov ir M. S. Shur, Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors, *Appl. Phys. Lett.* **84**(13), 2331 (2004).
 - [109] J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. Gonzalez, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, et al., Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer InGaAs/InAlAs transistor, *J. Appl. Phys.* **97**(6), 064307 (2005).
 - [110] A. El Fatimy, N. Dyakonova, Y. Meziani, T. Otsuji, W. Knap, S. Vandenbrouk, K. Madjour, D. Théron, C. Gaquiere, et al.,

- AlGaIn/GaN high electron mobility transistors as a voltage-tunable room temperature terahertz sources, *J. Appl. Phys.* **107**(2), 024504 (2010).
- [111] V. A. Shalygin, L. E. Vorobjev, D. A. Firsov, A. N. Sofronov, G. A. Melentyev, W. V. Lundin, A. E. Nikolaev, A. V. Sakharov ir A. F. Tsatsulnikov, Blackbody-like emission of terahertz radiation from AlGaIn/GaN heterostructure under electron heating in lateral electric field, *J. Appl. Phys.* **109**(7), 073108 (2011).
- [112] K. Hirakawa, M. Grayson, D. C. Tsui ir Ç. Kurdak, Blackbody radiation from hot two-dimensional electrons in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctions, *Phys. Rev. B* **47**(24), 16651–16654 (1993).
- [113] R. Aleksiejūnas, P. Ščajev, S. Nargelas, T. Malinauskas, A. Kadys ir K. Jarašiūnas, Impact of Diffusivity to Carrier Recombination Rate in Nitride Semiconductors: From Bulk GaN to (In,Ga)N Quantum Wells, *Jpn. J. Appl. Phys.* **52**(8S), 08JK01 (2013).
- [114] T. Grinys, R. Dargis, M. Frentrup, A. K. Jucevičienė, K. Badokas, S. Stanionytė, A. Clark ir T. Malinauskas, Facet analysis of truncated pyramid semi-polar GaN grown on Si(100) with rare-earth oxide interlayer, *J. Appl. Phys.* **120**(10), 105301 (2016).
- [115] T. Grinys, E. Jelமாகas, I. Reklaitis, S. Lapinskas, A. Kadys, T. Malinauskas, C.-H. Lin, C.-C. Yang ir R. Tomašiūnas, Defect study of GaN based LED structure by electron beam induced current, *Phys. Status Solidi C* **11**(3–4), 734–737 (2014).
- [116] I. Reklaitis, T. Grinys, R. Tomašiūnas, T. Puodžiūnas, L. Mažulė, V. Sirutkaitis, C. H. Lin ir C. C. Yang, A new geometrical approach for rapid LED processing by using femtosecond laser, *Opt. Lasers Eng.* **74**, 17–21 (2015).
- [117] S. Hiyamizu, J. Saito, K. Nanbu ir T. Ishikawa, Improved Electron Mobility Higher than $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ in Selectively Doped GaAs/N-AlGaAs Heterostructures Grown by MBE, *Jpn. J. Appl. Phys.* **22**(Part 2, No. 10), L609–L611 (1983).
- [118] C. Youtsey, L. T. Romano, R. J. Molnar ir I. Adesida, Rapid evaluation of dislocation densities in *n*-type GaN films using photoenhanced wet etching, *Appl. Phys. Lett.* **74**(23), 3537 (1999).
- [119] V. Bellitto, sud., *Atomic Force Microscopy - Imaging, Measuring and Manipulating Surfaces at the Atomic Scale* (InTech, 2012).
- [120] J. L. Weyher, L. Macht, G. Kamler, J. Borysiuk ir I. Grzegory, Characterization of GaN single crystals by defect-selective etching, *Phys. Status Solidi C* **826**(3), 821–826 (2003).
- [121] H. Jiang, C. Liu, Y. Chen, X. Lu, C. W. Tang ir K. M. Lau, Investigation of *In Situ* SiN as Gate Dielectric and Surface Passivation for GaN MISHEMTs, *IEEE Trans. Electron Devices* **64**(3), 832–839 (2017).
- [122] V. Vaitkevičiūtė, *Tarptautinių žodžių žodynas*, 4-as leid. (Žodynas, Vilnius, 2007).
- [123] N.-Q. Zhang, S. Keller, G. Parish, S. Heikman, S. P. DenBaars ir

- U. K. Mishra, High breakdown GaN HEMT with overlapping gate structure, *IEEE Electron Device Lett.* **21**(9), 421–423 (2000).
- [124] R. S. Pengelly, S. M. Wood, J. W. Milligan, S. T. Sheppard ir W. L. Pribble, A review of GaN on SiC high electron-mobility power transistors and MMICs, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **60**(6), 1764–1783 (2012).
- [125] M. Chafkin ir I. King, How Intel Makes a Chip, prieiga internete, <https://www.bloomberg.com/news/articles/2016-06-09/how-intel-makes-a-chip> (žiūrėta 2018 m. rugsėjo mėn. 28d.).
- [126] Atvirojo kodo programa Klayout, prieiga internete, <http://www.klayout.de/> (žiūrėta 2018 m. rugsėjo mėn. 28d.).
- [127] P. Kruszewski, P. Prystawko, I. Kasalynas, A. Nowakowska-Siwinska, M. Krysko, J. Plesiewicz, J. Smalc-Koziorowska, R. Dwilinski, M. Zajac, et al., AlGaN/GaN HEMT structures on ammono bulk GaN substrate, *Semicond. Sci. Technol.* **29**(7), 075004 (2014).
- [128] B. Jacobs, M. C. J. C. M. Kramer, E. J. Geluk ir F. Karouta, Optimisation of the Ti/Al/Ni/Au ohmic contact on AlGaN/GaN FET structures, *J. Cryst. Growth* **241**, 15–18 (2002).
- [129] W. Guo, R. Kirste, I. Bryan, Z. Bryan, L. Hussey, P. Reddy, J. Tweedie, R. Collazo ir Z. Sitar, KOH based selective wet chemical etching of AlN, Al_xGa_{1-x}N, and GaN crystals: A way towards substrate removal in deep ultraviolet-light emitting diode, *Appl. Phys. Lett.* **106**(8), 082110 (2015).
- [130] W. Guo, J. Xie, C. Akouala, S. Mita, A. Rice, J. Tweedie, I. Bryan, R. Collazo ir Z. Sitar, Comparative study of etching high crystalline quality AlN and GaN, *J. Cryst. Growth* **366**, 20–25 (Elsevier, 2013).
- [131] D. Zhuang ir J. H. Edgar, Wet etching of GaN, AlN, and SiC: a review, *Mater. Sci. Eng. R Reports* **48**(1), 1–46 (2005).
- [132] S. Indrišiūnas, Formation of light harvesting structures for photovoltaics using laser interference ablation (daktaro disertacija, Fizinių ir technologijos mokslų centras, Vilnius, 2018).
- [133] A. Taube, E. Kamińska, M. Kozubal, J. Kaczmarek, W. Wojtasiak, J. Jasiński, M. A. Borysiewicz, M. Ekielski, M. Juchniewicz, et al., Ion implantation for isolation of AlGaN/GaN HEMTs using C or Al, *Phys. Status Solidi A* **212**(5), 1162–1169 (2015).
- [134] G. K. Reeves, Specific contact resistance using a circular transmission line model, *Solid. State. Electron.* **23**(5), 487–490 (1980).
- [135] D. K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*, 3-ias leid. (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2005).
- [136] G.-Y. Lee, H.-H. Liu ir J.-I. Chyi, High-Performance AlGaN/GaN Schottky Diodes With an AlGaN/AlN Buffer Layer, *IEEE Electron Device Lett.* **32**(11), 1519–1521 (2011).
- [137] A. C. Schmitz, A. T. Ping, M. A. Khan, Q. Chen, J. W. Yang ir I. Adesida, Schottky barrier properties of various metals on n-type GaN, *Semicond. Sci. Technol.* **11**(10), 1464–1467 (1996).

- [138] P. Kruszewski, M. Grabowski, P. Prystawko, A. Nowakowska-Siwinska, M. Sarzynski ir M. Leszczynski, Properties of AlGa_N/Ga_N Ni/Au-Schottky diodes on 2°-off silicon carbide substrates, *Phys. Status Solidi A* **214**(4), 1600376 (2017).
- [139] L. J. van der Pauw, A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape, *Philips Res. Reports* **13**(1), 1–9 (1958).
- [140] J. Lehmann, C. Leroux, M. Charles, A. Torres, E. Morvan, D. Blachier, G. Ghibaudo, E. Bano ir G. Reimbold, Sheet resistance measurement on AlGa_N/Ga_N wafers and dispersion study, *Microelectron. Eng.* **109**, 334–337 (Elsevier B.V., 2013).
- [141] T. Mizutani, Y. Ohno, M. Akita, S. Kishimoto ir K. Maezawa, A study on current collapse in AlGa_N/Ga_N HEMTs induced by bias stress, *IEEE Trans. Electron Devices* **50**(10), 2015–2020 (2003).
- [142] Z. Sitar, M. J. Paisley, B. Yan, J. Ruan, C. W. J. ir R. F. Davis, Growth of AlN/Ga_N layered structures by gas source molecular-beam epitaxy, *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.* **8**(2), 316 (1990).
- [143] S. Einfeldt, H. Heinke, V. Kirchner ir D. Hommel, Strain relaxation in AlGa_N/Ga_N superlattices grown on Ga_N, *J. Appl. Phys.* **89**(4), 2160–2167 (2001).
- [144] S. Nakamura, InGa_N multiquantum-well-structure laser diodes with Ga_N-AlGa_N modulation-doped strained-layer superlattices, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **4**(3), 483–489 (1998).
- [145] S. L. Selvaraj, A. Watanabe, A. Wakejima ir T. Egawa, 1.4-kV Breakdown Voltage for AlGa_N/Ga_N High-Electron-Mobility Transistors on Silicon Substrate, *IEEE Electron Device Lett.* **33**(10), 1375–1377 (2012).
- [146] K. Y. Park, B. J. Kwon, Y.-H. Cho, S. A. Lee ir J. H. Son, Growth and characteristics of Ni-based Schottky-type Al_xGa_{1-x}N ultraviolet photodetectors with AlGa_N/Ga_N superlattices, *J. Appl. Phys.* **98**(12), 124505 (2005).
- [147] F. Ren, A. P. Zhang, G. T. Dang, X. A. Cao, H. Cho, S. J. Pearton, J.-I. Chyi, C.-M. Lee ir C.-C. Chuo, Surface and bulk leakage currents in high breakdown Ga_N rectifiers, *Solid. State. Electron.* **44**(4), 619–622 (2000).
- [148] W. Shockley, The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors, *Bell Syst. Tech. J.* **28**(3), 435–489 (1949).
- [149] Z. Tekeli, Ş. Altındal, M. Çakmak, S. Özçelik, D. Çalışkan ir E. Özbay, The behavior of the I-V-T characteristics of inhomogeneous (Ni/Au)–Al_{0.3}Ga_{0.7}N/AlN/Ga_N heterostructures at high temperatures, *J. Appl. Phys.* **102**(5), 054510 (2007).
- [150] S. Saadaoui, M. Mongi Ben Salem, M. Gassoumi, H. Maaref ir C. Gaquière, Electrical characterization of (Ni/Au)/Al_{0.25}Ga_{0.75}N/Ga_N/SiC Schottky barrier diode, *J. Appl. Phys.* **110**(1), 013701 (2011).
- [151] A. B. Piotrowska, E. A. Kaminska, W. Wojtasiak, W. Gwarek,

- R. Kucharski, M. Zajac, P. Prystawko, P. Kruszewski, M. Ekielski, et al., Manufacturing Microwave AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors (HEMTs) on Truly Bulk Semi-Insulating GaN Substrates, *ECS Trans.* **75**(12), 77–84 (2016).
- [152] J. Marczewski, W. Knap, D. Tomaszewski, M. Zaborowski ir P. Zagrajek, Silicon junctionless field effect transistors as room temperature terahertz detectors, *J. Appl. Phys.* **118**(10), 104502 (2015).
- [153] S. Ašmontas ir A. Sužiedelis, New microwave detector, *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **15**(3), 525–538 (1994).
- [154] D. Seliuta, E. Širmulis, V. Tamošiūnas, S. Balakauskas, S. Ašmontas, A. Sužiedelis, J. Gradauskas, G. Valušis, A. Lisauskas, et al., Detection of terahertz/sub-terahertz radiation by asymmetrically-shaped 2DEG layers, *Electron. Lett.* **40**(10), 631 (2004).
- [155] A. El Fatimy, S. Boubanga Tombet, F. Teppe, W. Knap, D. B. Veksler, S. Rumyantsev, M. S. Shur, N. Pala, R. Gaska, et al., Terahertz detection by GaN/AlGaIn transistors, *Electron. Lett.* **42**(23), 1342 (2006).
- [156] A. A. Michelson ir E. W. Morley, On the relative motion of the Earth and the luminiferous ether, *Am. J. Sci.* **s3-34**(203), 333–345 (1887).
- [157] M. J. E. Golay, Radiation detecting device, US2557096A (1951).
- [158] R. Venckevičius, Kompaktiško spektroskopinio THz vaizdinimo sprendimai, naudojant GaAs/AlGaAs ir InGaAs puslaidininkinius nanodarinius (daktaro disertacija, Fizinių ir technologijos mokslų centras, Vilnius, 2016).
- [159] P. R. Griffiths ir J. A. de Haseth, *Fourier Transform Infrared Spectrometry*, 2-as leid. (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2007).
- [160] J. Požela, E. Širmulis, K. Požela, A. Šilėnas ir V. Jucienė, SiC and GaAs emitters as selective terahertz radiation sources, *Lith. J. Phys.* **53**(3), 163–167 (2013).
- [161] K. Požela, E. Širmulis, I. Kašalynas, A. Šilėnas, J. Požela ir V. Jucienė, Selective thermal terahertz emission from GaAs and AlGaAs, *Appl. Phys. Lett.* **105**(9), 091601 (2014).
- [162] M. Planck, *The Theory of Heat Radiation*, 2-as leid., M. Masius, sud. (P. Blakiston's Son & Co, Philadelphia, 1914).
- [163] D. V Fateev, V. V Popov ir M. S. Shur, Transformation of the plasmon spectrum in a grating-gate transistor structure with spatially modulated two-dimensional electron channel, *Semiconductors* **44**(11), 1406–1413 (2010).
- [164] T. Onishi, T. Tanigawa ir S. Takigawa, High power terahertz emission from a single gate AlGaIn/GaN field effect transistor with periodic Ohmic contacts for plasmon coupling, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 1–3 (2010).
- [165] A. H. Zahmani, A. Nishijima, Y. Morimoto, H. Wang, J.-F. Li ir A. Sandhu, Temperature Dependence of the Resistance of AlGaIn/GaN Heterostructures and Their Applications as Temperature Sensors, *Jpn.*

- J. Appl. Phys. **49**(4), 04DF14 (2010).
- [166] V. V. Popov, O. V. Polischuk ir M. S. Shur, Resonant excitation of plasma oscillations in a partially gated two-dimensional electron layer, J. Appl. Phys. **98**(3), 033510 (2005).
- [167] S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, J. Torres, A. El Moutaouakil, D. Coquillat, N. Dyakonova, C. Consejo, P. Arcade, P. Nouvel, et al., Room temperature coherent and voltage tunable terahertz emission from nanometer-sized field effect transistors, Appl. Phys. Lett. **97**(26), 262108 (2010).
- [168] V. A. Shalygin, L. E. Vorob'ev, D. A. Firsov, V. Y. Panevin, A. N. Sofronov, G. A. Melentyev, A. V. Andrianov, A. O. Zakhar'in, N. N. Zinov'ev, et al., Emission of terahertz radiation from GaN under impact ionization of donors in an electric field, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**(1), 86–88 (2010).
- [169] S. G. Pavlov, R. K. Zhukavin, E. E. Orlova, V. N. Shastin, A. V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen ir H. Riemann, Stimulated Emission from Donor Transitions in Silicon, Phys. Rev. Lett. **84**(22), 5220–5223 (2000).
- [170] A. V. Andrianov, A. O. Zakhar'in, I. N. Yassievich ir N. N. Zinov'ev, Terahertz electroluminescence under conditions of shallow acceptor breakdown in germanium, J. Exp. Theor. Phys. Lett. **79**(8), 365–367 (2004).
- [171] S. A. Lynch, P. Townsend, G. Matmon, D. J. Paul, M. Bain, H. S. Gamble, J. Zhang, Z. Ikonic, R. W. Kelsall, et al., Temperature dependence of terahertz optical transitions from boron and phosphorus dopant impurities in silicon, Appl. Phys. Lett. **87**(10), 1–4 (2005).
- [172] W. J. Moore, J. A. Freitas, G. C. B. Braga, R. J. Molnar, S. K. Lee, K. Y. Lee ir I. J. Song, Identification of Si and O donors in hydride-vapor-phase epitaxial GaN, Appl. Phys. Lett. **79**(16), 2570–2572 (2001).
- [173] H. Wang ir A.-B. Chen, Calculation of shallow donor levels in GaN, J. Appl. Phys. **87**(11), 7859–7863 (2000).
- [174] P. B. Klein, S. C. Binari, K. Ikossi, A. E. Wickenden, D. D. Koleske ir R. L. Henry, Current collapse and the role of carbon in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors grown by metalorganic vapor-phase epitaxy, Appl. Phys. Lett. **79**(21), 3527–3529 (2001).
- [175] A. F. Wright, Substitutional and interstitial carbon in wurtzite GaN, J. Appl. Phys. **92**(5), 2575–2585 (2002).
- [176] S. J. Pearton, sud., *Processing of Wide Band Gap Semiconductors* (Noyes Publication/William Andrew Publishing, LLC, Norwich, New York, 2000).

PADĖKA

Pirmiausiai dėkoju savo tėvams už tai, kad gražiai gražiai mane užaugino.

Dėkoju už sudarytas sąlygas tobulėti ir dirbti Fizinių ir technologijos mokslų centre - saulėlydžiai Saulėtekyje būna nepaprastai nuostabūs.

Dėkoju dr. Ignui Grigelioniui, dr. Linui Minkevičiui, Domui Jokubauskiui ir kitiems esamiems ir buvusiems FTMC Terahercų fotonikos laboratorijos kolegoms, vienaip ar kitaip prisidėjusiems prie šios disertacijos atsiradimo. Nuoširdžią padėką reiškiu FTMC direktoriui prof. Gintarui Valušiui – Jūsų neamžinas pozityvumo variklis įveikia daug amžinų tingumo stabdžių. Už užaugintas heterostrukūras dėkoju dr. Arūnui Kadžiui iš VU FF FNI bei dr. Paweł Prystawko iš UNIPRESS. Už konstruktyvias diskusijas disertacijos tema dėkoju dr. Aoto Takahashi.

Taip pat dėkoju Varlamui, mokačiam džiaugtis grūdu kišenėje ir sopka, apžėlusia keručiais. Be jo, ir Eltonui su Gajumi už tą lemtingą sekmadienį, vėl ir vėl verčiantį pažvelgti į save iš šalies jau daugelį metų, Maikui už vamzdžius ir pamoką, kaip svarbu išmokti skaityti tarp eilučių, bei Dianai už nepamirštinas smulkmenas.

Dar dėkoju aibei mažiukų. Bei Julijai Grigorjevaitei už vienintelės tikros vertybės puoselėjimą ir avį. 人生最大の贈り物は友情であり、私はもう手に入れました。3c33

Ž:L-0RG919ST08QD6-1O-AO15S8UQRIB2K

Ir, galiausiai, dėkoju visiems, išsiugdžiusiems rezonansinės žmogaus išminties ir proto sąveikos neišvengiamumo supratimą, išreikštą Vydūno žodžiais: „Mokslo turėti ir išmintingu būti yra du visiškai skirtu dalyku“.¹

¹ Vydūnas, Mokslas – pavojus, „Jaunimas“, 1913 m. liepos mėn.

Vilniaus universiteto leidykla
Universiteto g. 1, LT-01513 Vilnius
El. p. info@leidykla.vu.lt,
www.leidykla.vu.lt
Tiražas 18 egz.