

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Jonas Jurkevičius

**Fotoluminescencijos našumas plačiatarpiuose III grupės  
nitridiniuose puslaidininkiuose ir jų heterodariniuose**

Daktaro disertacijos santrauka  
Fiziniai mokslai, fizika (02 P)

Vilnius 2016

Disertacija rengta 2012-2016 metais Vilniaus universiteto Fizikos fakultete ir Taikomųjų mokslų institute.

**Mokslinis vadovas** – prof. habil. dr. Gintautas Tamulaitis (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02 P)

**Disertacija ginama Vilniaus universiteto fizinių mokslų krypties taryboje:**

**Pirmininkas** – prof. dr. Vincas Tamošiūnas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02P).

**Nariai:**

prof. dr. Daumantas Čiplys (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P),

prof. dr. Alexander Fedotov (Baltarusijos valstybinis universitetas, fizika - 02P),

prof. habil. dr. Arvydas Matulionis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fizika - 02P),

prof. dr. Roland Tomašiūnas (Vilniaus universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08T).

Disertacija bus ginama 2016 m. rugsėjo 22 d. 15<sup>00</sup> val. D401 auditorijoje Nacionaliniame fizinių ir technologijų mokslų centre, Saulėtekio al. 3, LT-10257, Vilnius, Lietuva.

Disertacijos santrauka išsiųsta iki 2016 m. rugpjūčio 20 d.

Su disertacija galima susipažinti Vilniaus universiteto, Fizinių ir technologijos mokslų centro bibliotekose ir VU interneto svetainėje adresu: [www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius](http://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius) .

VILNIUS UNIVERSITY  
CENTER FOR PHYSICAL SCIENCE AND TECHNOLOGY

Jonas Jurkevičius

**Photoluminescence efficiency in wide-band-gap III-nitride  
semiconductors and their heterostructures**

Summary of doctoral dissertation

Physical Science, Physics (02 P)

Vilnius 2016

Doctoral dissertation was prepared during period of 2012-2016 years at Vilnius University Faculty of Physics and Institute of Applied Research

**Supervisor** – Prof. Habil. Dr. Gintautas Tamulaitis (Vilniaus University, Physical Science, Physics – 02 P).

**The thesis will be defended at the Vilnius University Physical Science council:**

**Chairman** – prof. dr. Vincas Tamošiūnas (Vilnius University, Physical Science, Physics – 02P).

**Members:**

prof. dr. Daumantas Čiplys (Vilnius University, Physical Science, Physics – 02P),

prof. dr. Alexander Fedotov (Belarusian State University, Physical Science, Physics – 02P),

prof. habil. dr. Arvydas Matulionis (Vilnius University, Physical Science, Physics – 02P),

prof. dr. Roland Tomašiūnas (Vilnius University, Technological Sciences, Material engineering – 08T).

The dissertation will be defended on 22th of September at 3 PM in auditorium Nr. D401, at National Centre of Physical Science and Technology, Saulėtekio av. 3, LT-10257, Vilnius, Lithuania.

Summary of dissertation sent prior to 20th of August in 2016.

The dissertation is available at the libraries of Vilnius University, Centre of Physical Science and Technology, and on the website: [www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius](http://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius) .

# Turinys

Ivadas .....	2
Pagrindinis tikslas.....	3
Užduotys: .....	4
Naujumas ir svarba.....	4
Ginamieji teiginiai.....	5
Eksperto metodika .....	6
Tyrimo objektas.....	10
1. Priverstinė spinduliuotė ir FL našumas .....	11
Priverstinė spinduliuotė ir FL našumo nuokrytis GaN.....	11
Priverstinė spinduliuotė AlGaN.....	13
2. Fotoluminescencijos našumo nuokrytis AlGaN.....	18
3. Boro galio nitrido epitaksinių sluoksnių tyrimas .....	26
Išvados:.....	33
Šaltinių sąrašas .....	36
Publikacijos darbo tema .....	41
Informacija apie autorių.....	43

## Įvadas

Trečios grupės nitridai pagrįstai laikomi klasikinėmis puslaidininkinėmis medžiagomis. Intensyvūs moksliniai nitridinių puslaidininkių tyrimai prasidėjo 1994 metais, Nobelio premijos laureatams S. Nakamurai, A. Akasaki ir H. Amano pasiekus proveržį kuriant didelio skaisčio mėlyną šviestuką. InGaN pagrindu pagamintą mėlyną šviestuką netrukus sekė aukšto našumo baltas šviestukas, mėlynas lazerinis diodas ir UV šviestukas. Šiandien InGaN paremtų puslaidininkinių prietaisų pramonė jau pasiekė komercinės ir technologinės sėkmės lygį, jos produktai yra plačiai taikomi kasdienėse srityse.

Lygiagrečiai InGaN buvo tiriamas ir plačiatarpiškesnis AlGaN lydinys, jo pagrindu sukurti optoelektroniniai prietaisai.  $Al_xGa_{1-x}N$  darinių su skirtingu Al kiekiu gamyba leidžia pasirinkti prietaiso emituojamos šviesos bangos ilgį nuo 365 nm iki beveik 200 nm. Būtent ši galimybė kurti kietakūnius šviesos šaltinius, veikiančius norimame bangos ilgių ruože, ir pritraukia mokslinių tyrimų dėmesį.

Rinkoje esantys AlGaN šviestukai jau taikomi medicinoje (dermatologija), paviršių ir vandens sterilizavime, medžiagų apdirbime (polimerizacija). Platesni taikymai taptų galimi, jei būtų išspręstos problemos, stabdančios AlGaN UV šaltinių kūrimą. Itin patraukli gilaus UV ruožo spinduliuotė reikalauja didesnio Al kiekio junginyje. Tačiau didėjantis aliuminio kiekis sąlygoja prastesnę medžiagos struktūrinę kokybę, visų pirma, dėl didelio dislokacijų ir taškinių defektų tankio. Tai, savo ruožtu, veda link žemesnės galios, mažesnio našumo ir trumpesnės AlGaN pagrindu pagaminto šaltinio veikimo trukmės, palyginus su InGaN atveju.

Be to, kad AlGaN šviestukų našumas yra žemas, juose taip pat pasireiškia neigiamas našumo nuokryčio (*efficiency droop*) efektas. Našumo nuokrytis stebimas taip pat ir InGaN, dėl jo kilmės ir mechanizmų (vidinių ir išorinių) nėra vienareikšmiškai sutariama. Su prietaiso struktūra ir savybėmis susijusios priežastys, tokios kaip krūvininkų ištrūka iš kvantinės duobės ar sumažėjusi jų

pagava, sąlygoja nuokrytį tiek InGaN, tiek ir AlGaN prietaisuose. Tuo tarpu dėl su medžiagos savybėmis susijusių vidinių našumo nuokryčio priežastys AlGaN nėra aiškios. Tarpusavyje susijusios vidinio kvantinio našumo ir našumo nuokryčio problemos vis dar yra esminės mokslinių tyrimų temos AlGaN pagrindu kuriant UV šviesos šaltinius.

Medžiagos kokybės prastėjimas didinant aliuminio kiekį AlGaN lydinyje yra didelė dalimi susijęs su gardelių nesutapimu tarp skirtingos sudėties sluoksnių. Dėl to nukenčia galutinis prietaiso našumas ir jo eksploatacinės savybės. Vienas iš galimų šios problemos sprendimų yra B GaN panaudojimas. Spėjama, kad nitridinių junginių su boru savybės yra panašios į InGaN ar AlGaN. Be to, boro įterpimas leidžia suderinti šių junginių gardeles su AlN ar SiC padėklais. Tačiau boro įterpimas į GaN gardelę yra lydimas technologinių problemų, ir B GaN savybių tyrimai iki šiol nesulaukė pakankamo dėmesio.

Pagrindinis tikslas

Šio darbo tikslas yra ištirti procesus, ribojančius liuminescencijos našumą ir sukeliančius našumo nuokrytį plačiatarpiuose nitridiniuose puslaidininkuose, o ypač B GaN sluoksniuose, kuriuose boro įterpimas mažina gardelių nesuderinamumą.

Užduotys:

1. Ištirti ryšius tarp priverstinės spinduliuotės ir fotoluminescencijos našumo nuokryčio GaN, AlGa<sub>N</sub> sluoksniuose, ir AlGa<sub>N</sub> kvantinėse duobėse.
2. Ištirti krūvininkų lokalizacijos sąlygų ir FL našumo nuokryčio tarpusavio ryšius AlGa<sub>N</sub> epitaksiniuose sluoksniuose ir kvantinėse duobėse.
3. Nustatyti FL našumo nuokryčio mechanizmus AlGa<sub>N</sub> sluoksniuose ir kvantinėse duobėse.
4. Ištirti ant skirtingų padėklų išaugintų BGa<sub>N</sub> sluoksnių tinkamumą nitridinių puslaidininkų gardelės nesuderinamumo problemų sprendimui.

Naujumas ir svarba

Žemas liuminescencijos našumas ir našumo nuokryčio (*efficiency droop*) efektas AlGa<sub>N</sub> yra vienos iš svarbiausių temų dabartiniuose nitridinių puslaidininkų tyrimuose. Fotoluminescencijos (FL) spektroskopija leidžia tirti našumo nuokryčio mechanizmus, kurie yra sąlygoti tik medžiagos vidinių savybių ir nėra susiję su prietaiso konstrukcija ar savybėmis.

Lygiagretus FL našumo dinamikos, krūvininkų lokalizacijos sąlygų ir krūvininkų dinamikos tyrimas leido mums analizuoti tarpusavyje susijusias ir konkuruojančias našumo nuokryčio kilmės priežastis ir mechanizmus aliuminio-galio nitride. Šio tyrimo rezultatai suteikia naujų žinių apie sudėtingą FL našumo nuokryčio problemą AlGa<sub>N</sub>.

Priverstinės spinduliuotės įtaka yra pirmą kartą įvardijama kaip viena iš galimų savaiminės spinduliuotės, stebimos liuminescencijos eksperimentuose ir šviestukuose, našumo nuokryčio priežasčių. Parodoma, kad krūvininkų delokalizacija turi dvilypį poveikį spinduliuotės našumui: našumas krenta dėl



sustiprėjusios nespindulinės rekombinacijos ir kyla dėl augančio bimolekulinės rekombinacijos indėlio. Parodyta, kad šiluminės energijos ir krūvininkų lokalizacijos parametro santykis yra patikimas vyraujančio našumo nuokryčio mechanizmo AlGaN sluoksniuose ir kvantinėse duobėse rodiklis.

Mažiausiai ištirtame nitridinių puslaidininkių šeimos lydinyje B<sub>0.05</sub>GaN pademonstruotas rekordinis 5.5 % boro kiekis. Ištyrus B<sub>0.05</sub>GaN sluoksnius, užaugintus ant skirtingų safyro/GaN, safyro/AlN ir SiC padėklų, nustatytas dalinis fazių atsiskyrimas, sąlygojantis sričių su didesniu boro kiekiu, stiprinančių nespindulinę rekombinaciją, susidarymą. Dėl šio fazių atsiskyrimo FL našumas sparčiai krenta didėjant boro kiekiui junginyje ir yra keliomis eilėmis mažesnis nei gryname GaN net 8 K temperatūroje. Nustatyta, kad draustinio tarpo išlinkio parametras (4 eV) yra ženkliai mažesnis nei teigiama ankstesnėse publikacijose (9,2 eV).

Ginamieji teiginiai

1. Aukšto sužadavimo sąlygomis krūvininkų tankį stabilizuojanti priverstinė spinduliuotė yra vyraujantis fotoluminescencijos našumo nuokryčio GaN sluoksniuose mechanizmas ir galima našumo nuokryčio priežastis kituose nitridiniuose puslaidininkiuose ir jų dariniuose.
2. Priverstinės spinduliuotės slenkstis AlGaN kvantinėse duobėse priklauso ne nuo lokalizacijos sąlygų, o nuo nespindulinės rekombinacijos centrų tankio.
3. Šiluminės energijos ir potencialo fluktuacijų dispersijos parametro santykis  $k_B T / \sigma$  gali būti naudojamas kaip parametras, nurodantis vyraujančią fotoluminescencijos našumo nuokryčio kilmę AlGaN sluoksniuose ir kvantinėse duobėse: netermalizuotų krūvininkų persiskirstymas dėl būsenų pildymo (kai  $k_B T / \sigma < 0.35$ ), nespindulinės

rekombinacijos stiprinimas didėjant laisvų krūvininkų daliai dėl lokalizuotų būsenų užpildymo ( $0.35 < k_B T / \sigma < 1$ ), ir priverstinė spinduliuotė AlGaIn kvantinėse duobėse ar žadinimo sustiprinta krūvininkų pernaša į tęstinius defektus AlGaIn epitaksiniuose sluoksniuose (kai  $k_B T / \sigma > 1$ ).

4. BGaIn sluoksniuose, kuriuose boro kiekis viršija 2 %, pasireiškia dalinis fazių atsiskyrimas. Nespindulinė rekombinacija srityse su didesniu boro kiekiu yra vyraujantis veiksnys, lemiantis FL našumo mažėjimą BGaIn sluoksniuose su dideliu boro kiekiu.
5. Draustinio tarpo išlinkio parametras BGaIn yra  $\sim 4$  eV – ženkliai mažesnis, nei teigiama ankstesnėse publikacijose (9,2 eV).

## Eksperimento metodika

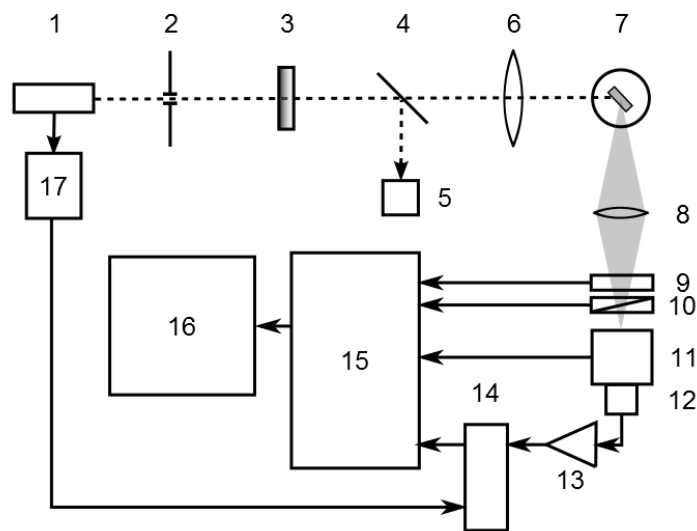
Optinis bandinių charakterizavimas buvo atliekamas fotoluminescencijos spektroskopijos metodais. Matavimai atlikti nuostovaus ir kvazinuostovaus žadinimo sąlygomis, žadinant, atitinkamai, nuolatinės ir impulsinės veikos lazeriais.

Kvazinuostoviosios fotoluminescencijos spektroskopijos matavimų schema pavaizduota 1. Pav. Bandiniai žadinti 266 nm (4.66 eV) ar 213 nm (5.82 eV) bangos ilgio spinduliuote, gauta naudojant 4-ą ir 5-ą kokybę moduluoto YAG:Nd lazerio (1) harmonikas, lazerio (*Eksplo NL301*) impulso trukmė – 4 ns, impulso pasikartojimo dažnis – 10 Hz. Kaip derinamo bangos ilgio spinduliuotės

šaltinis naudotas optinis parametrinis osciliatorius (*Ekspla NT342B*). Žadinimo pluošto pločiui reguliuoti buvo naudojama kintamo diametro diafragma (2).

Žadinimo intensyvumas buvo reguliuojamas naudojantis slopintuvu (3), kurį sudarė poliarizuojanti  $\lambda/2$  plokštelė ir Glano prizmė. Kaip papildomas slopintuvas itin mažiems sužadanimams pasiekti buvo naudojama kvarco kiuvetė, užpildyta tušo tirpalu. Žadinimo intensyvumas buvo matuojamas fotodiodiniu galios matuokliu (5) (*OPHIR PD-10*), kurį matavimo metu pasiekdavo atspindys nuo kvarco plokštelės, veikiančios kaip spindulio daliklis (4).

Žadinančio spindulio fokusavimui ir signalo surinkimui buvo naudojami sferiniai kvarciniai lęšiai (6, 8). Bandinys buvo talpinamas kriostato kameroje (7). Atliekant tyrimus plačiame temperatūrų ruože (nuo 8 K iki 300 K) buvo naudojami uždaro ciklo helio kriostatas (*CTI-Cryogenics 22*) ir temperatūros valdymo ir stabilizavimo



1. Pav. Kvazinuostoviosios fotoluminescencijos spektroskopinės matavimų schema: žadinimo šaltinis (1), apertūra (2), slopintuvas (3), spindulio daliklis (4), intensyvumo matuoklis (5); žadinimo spindulį fokusuojantis lęšis (6), bandinys kriostato kameroje (7), signalo surinkimo lęšis (8), sklendė (9), polarizatorius (10), monochromatorius (11), fotodaugintuvas (12), stiprintuvas (13), *box-car* integratorius (14), valdymo blokas (15), kompiuteris (16), signalų generatorius (17).

įrenginys (*Lake Shore Cryotronics 331*).

Fotoluminescencijos signalas buvo surenkamas į monochromatorių (11). Dvigubame monochromatoriuje su holografinėmis gardelėmis (*Jobin Yvon HRD-1*) disperguotas signalas buvo detektuojamas UV sričiai optimizuotame

fotodaugintuve (12) (*Hamamatsu R1463P*). Gautas elektrinis signalas buvo apdorojamas stiprintuvu (13) ir siunčiamas į strobuojantįjį (*box-car*) integratorių (14). Sinchronizuojantis stačiakampis impulsas buvo gaunamas iš impulsų generatoriaus (17), kuris buvo valdomas impulsu iš lazerio.

Elektromechaninė sklendė (9), monochromatorius (11) ir signalo registravimo sistema (fotodaugintuvo įtampa, strobuojančiojo integratoriaus parametrai) buvo valdomi kompiuteriu (16) ir valdymo bloku (15).

Buvo naudojami keli kvazinuostoviosios FL spektroskopijos matavimų variantai. Įprastinė paviršiaus žadinimo (atgalinės sklaidos) geometrija (2 Pav. a) buvo naudojama savaiminės spinduliuotės matavimams. Šiuo atveju, žadinanti spinduliuotė sferiniu lęšiu buvo fokusuojama į 100  $\mu$  - 1 mm diametro dėmelę ant bandinio paviršiaus. Dalis fotoluminescencijos signalo, emituojamo visomis kryptimis beveik vienodai, surenkama kitu lęšiu į monochromatoriaus plyšį.

Priverstinės spinduliuotės matavimams buvo naudojama šiek tiek pakeista žadinimo geometrija (2. Pav. b). Šiuo atveju, žadinimo spindulys buvo fokusuojamas cilindrinio lęšiu į juostelę (nuo 25 iki 50  $\mu$ m pločio ir nuo 1 to 2 mm ilgio) ant bandinio paviršiaus statmenai bandinio briaunai. Esant krūvininkų tankiui, viršijančiam priverstinės spinduliuotės slenkstį, išilgai juostelės susidaro palankios sąlygos priverstinės spinduliuotės sklidimui. Į monochromatoriaus plyšį surenkamas liuminescencijos signalas, kuris palieka bandinio briauną sužadintos juostelės kryptimi.

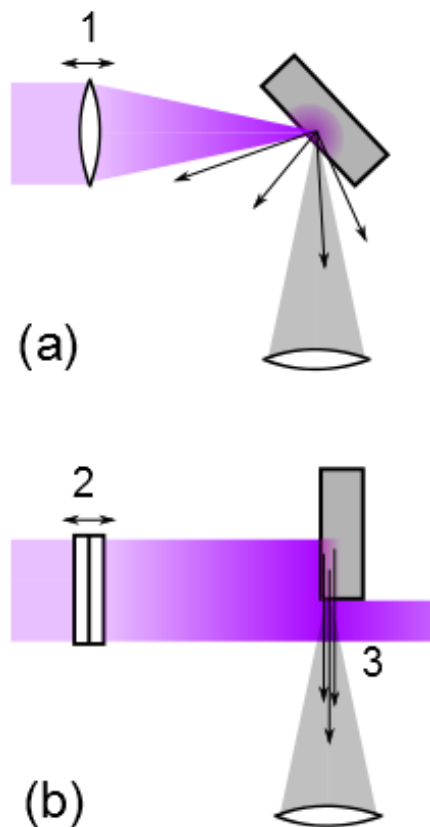
## Fotoluminescencijos

spektroskopija nuostovaus žadinimo sąlygomis buvo vykdoma naudojantis schema, labai panašia į parodytą 1 pav. Šiuo atveju, žadinančios spinduliuotės šaltinis (1) buvo nuolatinės veikos He-Cd lazeris (*Plasma HCCL-4UM*), spinduliuojantis 325 nm bangos ilgio spinduliuotę. Vietoj stiprintuvo (13) ir strobuojančiojo integratoriaus (14) buvo naudojamas fotonų skaičiavimo režimu veikiantis registratorius. Matavimai nuostovaus žadinimo sąlygomis daugiausia vykdyti tiriant krūvininkų lokalizacijos sąlygas.

Kai kurių B GaN sluoksnių FL spektroskopijos matavimų metu

signalo detekcijai buvo naudojama sustiprintos krūvių sąsajos prietaiso (*ICCD*) kamera (*Andor DH320T*) kartu su spektrometru (*Andor Shamrock 500i*).

Nors didžioji dauguma šiame darbe pristatomų rezultatų buvo gauti FL spektroskopijos metodais, buvo naudojamos ir kitos eksperimento metodikos. Krūvininkų gyvavimo trukmių gesimas buvo matuojamas šviesa sužadintų dinaminė gardelių metodika (matavimus atliko Dr. R. Aleksiejūnas ir Ž. Podlipskas). Bandinių struktūrinė kokybė ir sudėtis įvertinta pasitelkus Rentgeno spindulių difrakcijos spektroskopiją (matavimus atliko Dr. T. Malinauskas, S. Stanionytė). Bandinių paviršius tirtas atominės jėgos mikroskopu (tyrė Dr. D. Dobrovolskas)



2 Pav.. Paviršiaus žadinimo (a) bei surinkimo iš briaunos (b) matavimo geometrijos.

Tyrimo objektas

Šiame darbe buvo tirtos GaN, AlGa<sub>N</sub>, ir B Ga<sub>N</sub> bandinių serijos. GaN seriją sudarė aštuoni epitaksiniai sluoksniai, užauginti ant safyro padėklo MOCVD ir MEMOCVD technologijomis. Krūvininkų gyvavimo trukmės bandiniuose varijuoja nuo 41 ps iki 3630 ps.

AlGa<sub>N</sub> epitaksinių sluoksnių ir kvantinių duobių bandinių seriją sudaro 30 bandinių. MOCVD ir MEMOCVD technologijomis ant safyro padėklo užauginti bandiniai skyrėsi krūvininkų lokalizacijos sąlygomis dėl skirtingo aliuminio kiekio ir kvantinės struktūros parametru. 1-2 μm storio sluoksniuose aliuminio kiekis kinta nuo 17 % iki 78 %. Kvantinėse duobėse aliuminio kiekis kinta nuo 8 % iki 35 %, o kvantinės duobės plotis – nuo 2,5 iki 5,0 nm.

B Ga<sub>N</sub> bandinių seriją sudaro 22 epitaksiniai sluoksniai, kurie buvo užauginti MOCVD technologija ant trijų skirtingų padėklų: GaN/safyro (3 bandiniai), AlN/safyro (9 bandiniai) ir 6H-SiC (10 bandinių). Boro kiekis B Ga<sub>N</sub> sluoksniuose siekia 5 %.

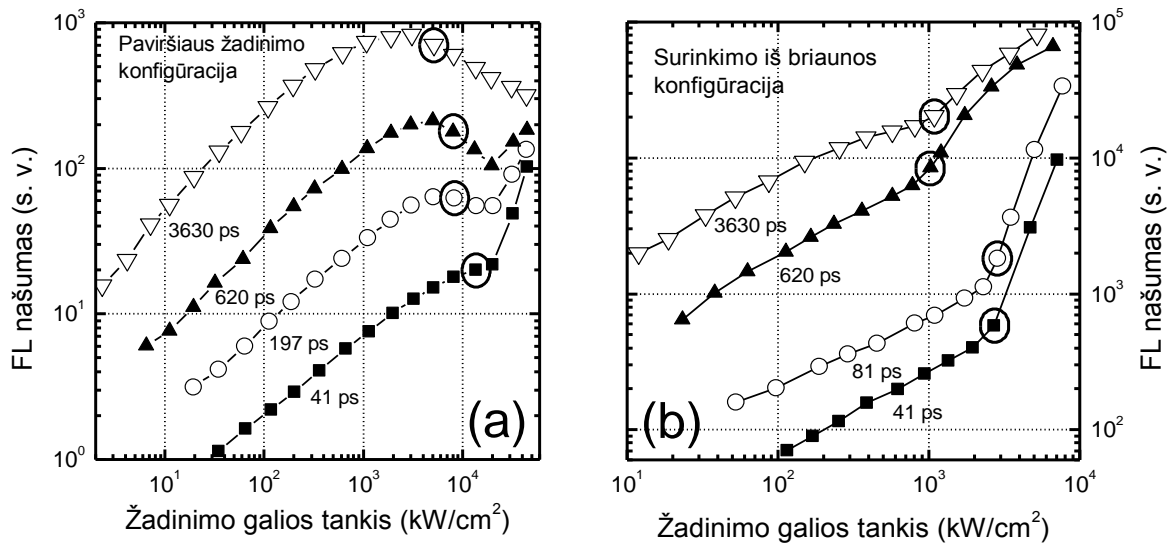
## 1. Priverstinė spinduliuotė ir FL našumas

Priverstinė spinduliuotė ir FL našumo nuokrytis GaN

Stipraus fotosužadavimo sąlygomis III grupės nitridų sluoksniuose ar kvantinėse duobėse gali pasireikšti priverstinė spinduliuotė. Aukštas krūvininkų tankis, reikalingas priverstinės spinduliuotės pasireiškimui, taip pat yra neatsiejamas nuo fotoluminescencijos našumo nuokryčio efekto, pasireiškiančio III grupės nitridinėse medžiagose.

Siekiant ištirti galimus ryšius tarp priverstinės spinduliuotės ir našumo nuokryčio AlGaN, visų pirma, buvo tiriama priverstinė spinduliuotė ir liuminescencijos našumas GaN. Gryno GaN epitaksiniam sluoksnyje krūvininkai nėra lokalizuoti, kadangi nėra nei sudėties fluktuacijų, būdingų trinariams nitridiniams puslaidininkiams, nei kvantinių duobių, kurių pločio fluktuacijos galėtų taip pat sudaryti sąlygas krūvininkų lokalizacijai. Aukšta GaN struktūrinė kokybė taip pat sumažina galimą nespindulinės rekombinacijos centrų įtaką našumo nuokryčiui.

GaN liuminescencijos spektrai buvo matuojami paviršiaus žadinimo ir surinkimo iš briaunos konfigūracijose kambario temperatūroje. Fotoluminescencijos našumo (spektriškai integruoto intensyvumo, padalinto ir žadinimo galios tankio) priklausomybės nuo žadinimo galios tankio kreivės GaN sluoksniams su skirtinga krūvininkų gyvavimo trukme vaizduojamos pav. 1.1a (paviršiaus žadinimo konfigūracija) ir pav. 1.1b (surinkimo iš briaunos konfigūracija). FL našumas skirtinguose bandiniuose esant tokiam pačiam žadinimo galios tankiui yra apytiksliai proporcingas krūvininkų gyvavimo trukmei. Tam tikrą nesutapimą galėjo nulemti skirtinga bandinių paviršiaus morfologija, keičianti signalo surinkimo sąlygas.



1.1. Pav. FL našumo priklausomybės nuo žadinimo galios tankio epitaksiniuose GaN sluoksniuose, išmatuotos paviršiaus žadinimo (a) ir surinkimo iš briaunos (b) konfigūracijoje. Krūvininkų gyvavimo trukmės bandiniuose nurodytos. Priverstinės spinduliuotės pasirodymą atitinkantys taškai apibraukti.[P10]

Didėjant žadinimo galios tankiui FL našumas iš pradžių auga. Šį augimą galima paaiškinti dviejų procesų įtaka: i) nespindulinės rekombinacijos centrų sotinimu ir ii) augančia bimolekulinės spindulinės krūvininkų rekombinacijos įtaka. Našumo augimas yra labiau išreikštas bandiniuose su didesne krūvininkų gyvavimo trukme (žr. 1.1. Pav. a). Bandiniuose su didesne krūvininkų gyvavimo trukme taip pat anksčiau pasireiškia našumo nuokrytis ir anksčiau pasiekiamas priverstinės spinduliuotės slenkstis (priverstinės spinduliuotės pasireiškimą spektruose atitinkantys taškai yra apibraukti 1.1. Pav.).

Kadangi paviršiaus žadinimo konfigūracija nėra palanki priverstinės spinduliuotės stebėjimui, priverstinės spinduliuotės įtaka gali pasireikšti esant mažesniems žadinimo galios tankiams nei spektre yra stebimas priverstinės spinduliuotės juostos pasirodymas. Nors bandinio briaunos nehomogeniškumas ir neapibrėžtys lyginant žadinamą bandinio plotą neleidžia tiksliai palyginti krūvininkų generacijos sąlygas dviejose matavimo konfigūracijose, akivaizdu, kad priverstinės spinduliuotės slenkstis, nustatytas



surinkimo iš briaunos konfigūracijoje, yra artimas našumo nuokryčio pasireiškimui paviršiaus žadinimo konfigūracijoje.

Priverstinė rekombinacija, kuri yra spartesnis rekombinacijos procesas nei savaiminė spindulinė rekombinacija, gali būti mechanizmu, ribojančiu krūvininkų tankio didėjimą esant dideliems žadinimo galios tankiams. Priverstinė spinduliuotė veikia kaip krūvininkų tankį stabilizuojantis procesas su neigiamu grįžtamoju ryšiu: didėjantis krūvininkų tankis gerina optinio stiprinimo sąlygas ir sąlygoja spartesnę priverstinę rekombinaciją, kuri, savo ruožtu, mažina krūvininkų tankį. Nors bendras (savaiminės ir priverstinės spinduliuotės) erdviškai integruotos fotoluminescencijos našumas nepatiria nuokryčio, liuminescencijos dalis iš savaiminės rekombinacijos kanalo, didinant žadinimo galios tankį, mažėja. Tai liudija ir našumo augimas esant itin didelio žadinimo sąlygoms (1.1. Pav. a), kuomet spektre priverstinė spinduliuotė dominuoja net paviršiaus žadinimo sąlygomis. Dar akivaizdesnis našumo augimas stebimas surinkimo iš briaunos konfigūracijoje (1.1. Pav. b), kur stebimos priverstinės spinduliuotės įtaka yra ženkliai didesnė.

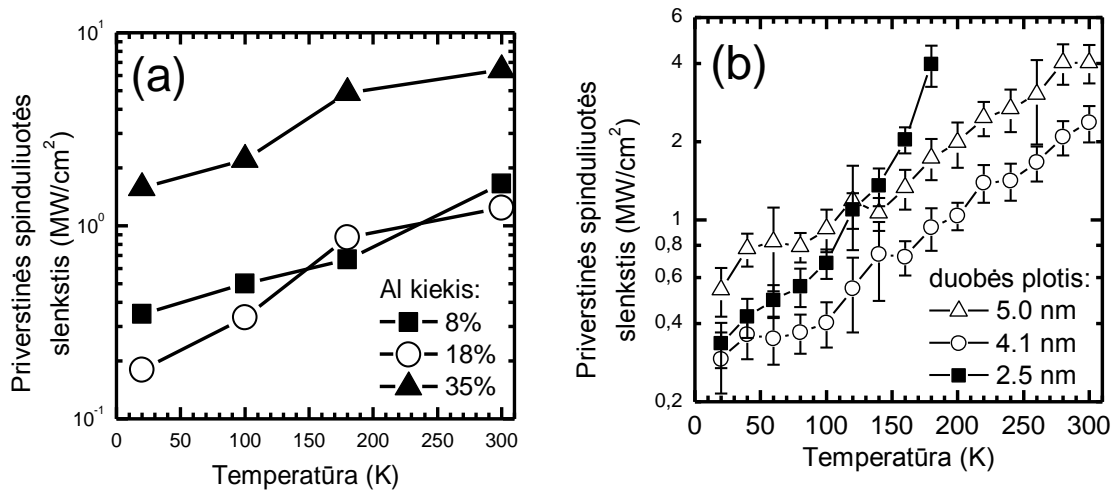
Verta pastebėti, kad 1.1. Pav. b parodyto našumo augimo prie itin didelių žadinimo galios tankių negalima paaiškinti teigiant, kad neašumo nuokrytį lemia nespindulinė Auger rekombinacija, dažnai laikoma vienintele nuokryčio priežastimi III nitriduose<sup>1-3</sup>, nes šios rekombinacijos sparta yra proporcinga krūvininkų tankio kubui, todėl dominuojant šiai rekombinacijai, liuminescencijos našumas didėjant krūvininkų tankiui turi monotoniškai mažėti.

Priverstinė spinduliuotė AlGaIn

Įsitikinus, kad yra sąsajos tarp priverstinės spinduliuotės ir našumo nuokryčio GaIn, buvo tiriama priverstinė spinduliuotė AlGaIn kvantinėse duobėse ir epitaksiniuose sluoksniuose, kuriuose atsiranda papildoma

krūvininkų lokalizacijos įtaka. Stipriausiai lokalizacijos įtaka pasireiškia kvantinėse duobėse, kuriose krūvininkų lokalizacijos sąlygas įtakoja ne tik aliuminio kiekis (tirtuose bandiniuose skyrėsi nuo 8 % iki 35 %), bet ir kvantinės duobės plotis (nuo 2.5 nm iki 5 nm tirtose kvantinėse duobėse su 35 % aliuminio).

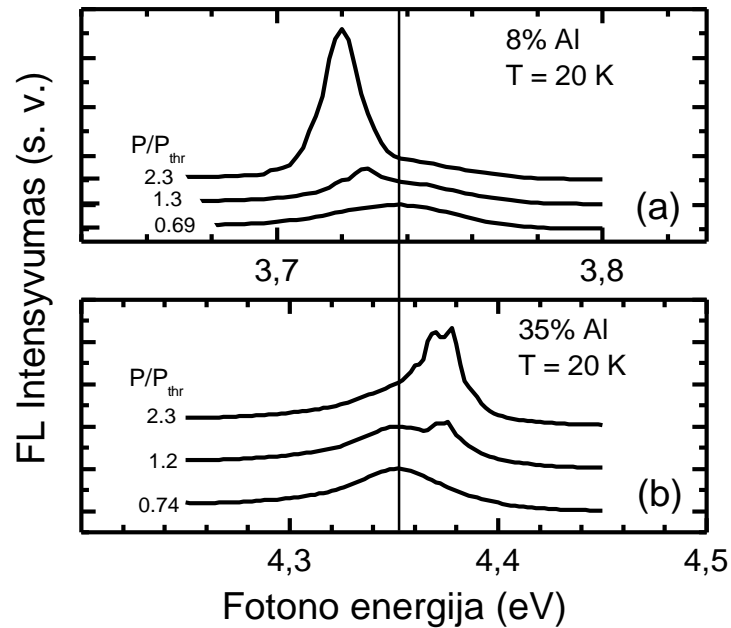
Priverstinės spinduliuotės slenksčio vertė buvo nustatyta kaip vidutinė žadinimo galios tankio vertė tarp žadinimo galios tankių, atitinkančių paskutinį spektrą be priverstinės spinduliuotės juostos, ir pirmą spektrą, kuriame pasireiškia priverstinė spinduliuotė.



1.2. Pav. Priverstinės spinduliuotės temperatūrinės priklausomybės AlGaIn kvantinėse duobėse su skirtingu aliuminio kiekiu (a) ir su skirtingu Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N kvantinės duobės pločiu (b).[P11, P12]

1.2. Paveiksle (a) vaizduojamos priverstinės spinduliuotės slenksčio priklausomybės nuo temperatūros AlGaIn kvantinėse duobėse su skirtingu Al kiekiu. Kylant temperatūrai, priverstinės spinduliuotės slenkstis auga visuose bandiniuose. Slenksčio vertė bandinyje su dideliu aliuminio kiekiu (35 %) bet kokiaje temperatūroje yra didžiausia ir ženkliai viršija slenkstį bandiniuose su mažesniu Al kiekiu (8 % ir 18 %), kuriuose slenkščio vertė yra artima bet kurioje temperatūroje.

Priverstinės spinduliuotės slenksčio didėjimo sparta kylant temperatūrai priklauso nuo kvantinės duobės pločio (1.2 Pav. b). Bandiniuose su 5,0 nm ir 4,1 nm pločio kvantinėmis duobėmis priverstinės spinduliuotės slenkstis auga panašia sparta, tuo tarpu 2,5 nm pločio kvantinėse duobėse priverstinės spinduliuotės slenksčio augimo sparta yra ženkliai didesnė.

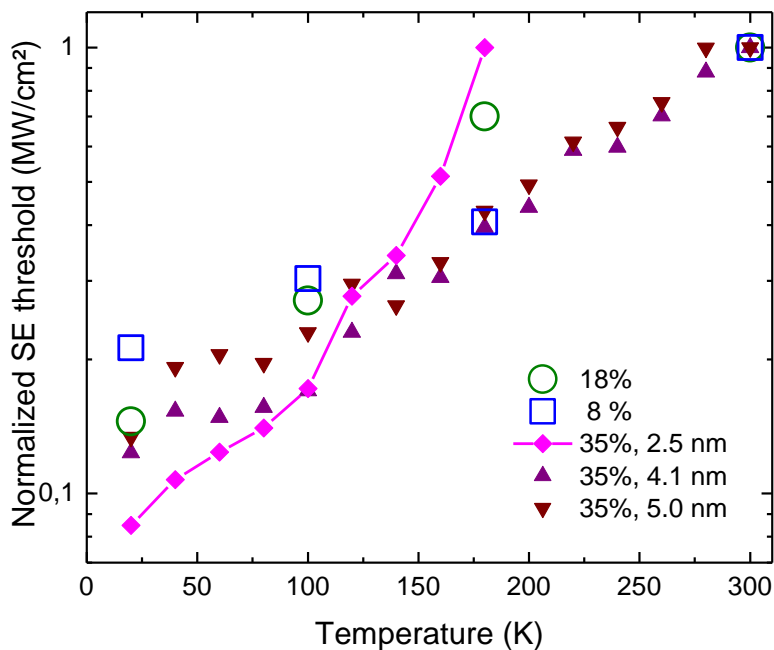


1.3. Pav. Surinkimo iš briaunos konfigūracijoje išmatuoti fotoluminescencijos spektrai AlGaIn kvantinėse duobėse su 8 % (a) ir 35 % (b) aliuminio 20 K temperatūroje arti priverstinės rekombinacijos slenksčio. Prie kreivių nurodyti žadinimo galios tankiai, normuoti į priverstinės spinduliuotės slenkstį  $P_{thr}$ . Slenksčio vertė bandiniams su 8 % ir 35 % aliuminio atitinkamai lygi  $170 \text{ kW/cm}^2$  ir  $970 \text{ kW/cm}^2$ . Spektrai normuoti ir vertikaliai paslinkti aiškumo dėlei, vertikalių linijų žymi savaiminės spinduliuotės juostos smailės padėtį. [P8]

1.3.3. Pav. vaizduojamas priverstinės juostos pasirodymas skirtingose savaiminės spinduliuotės juostos pusėse bandiniuose su skirtingu aliuminio kiekiu. Kvantinėse duobėse su mažu aliuminio kiekiu priverstinės spinduliuotės juosta pasirodo žemų energijų pusėje nuo savaiminės liuminescencijos juostos smailės. Tokia juostos padėtis yra būdinga tūriniam puslaidininkiams<sup>4</sup>. Tuo tarpu kvantinėse duobėse su didesniu Al kiekiu (šiuo atveju 35 %) priverstinės

spinduliuotės juosta pasirodo aukštų energijų šlaite (pav. 1.3b). Tokia juostos padėtis jau buvo stebėta InGaN<sup>5-8</sup> ir AlGaN<sup>8-10</sup>, ir yra priskiriama priverstinei spinduliuotei dėl krūvininkų rekombinacijos iš lokalizuotų būsenų<sup>5,7,8,10</sup>.

Išsamesnė priverstinės ir savaiminės spinduliuotės juostų smailių padėčių priklausomybių nuo temperatūros analizė kvantinėse duobėse su skirtingu aliuminio kiekiu ir skirtingu duobės pločiu parodė, kad priverstinės spinduliuotės mechanizmas AlGaN kvantinėse duobėse gali būti dvejopas. Kvantinėse duobėse su silpna lokalizacija (8-18% aliuminio) priverstinę spinduliuotę sukelia laisvų krūvininkų rekombinacija. Kvantinėse duobėse su stipria lokalizacija (>35% aliuminio) priverstinė spinduliuotė atsiranda dėl krūvininkų, lokalizuotų ties mobilumo riba, rekombinacijos. Taigi, lokalizacijos sąlygos AlGaN kvantinėse duobėse nulemia priverstinės spinduliuotės mechanizmą.



1.4. Pav. Normuotos priverstinės spinduliuotės slenksčio temperatūrinės priklausomybės AlGaN kvantinėse duobėse su skirtingu Al kiekiu ir kvantinės duobės pločiu.

Stebėta, kad InGaN struktūrose lokalizuojančio potencialo fluktuacijos įtakoja optinio stiprinimo našumą ir priverstinės spinduliuotės slenkstį<sup>7,11</sup>. Tačiau šiame darbe tirtose AlGaIn kvantinėse duobėse lokalizacijos sąlygos turi nedidelę įtaką priverstinės spinduliuotės slenksčiui dariniuose, kuriuose priverstinė spinduliuotė vyksta dėl laisvų krūvininkų rekombinacijos.

1.4. Paveiksle vaizduojamos normuotos temperatūrinės priverstinės spinduliuotės slenksčio priklausomybės bandiniams su 8 % ir 18 % aliuminio gerai sutampa su priklausomybėmis kvantinėms duobėms su dideliu Al kiekiu (35 %). Išsiskiria tik sparčiau auganti slenksčio priklausomybė kvantinėse duobėse su didžiausiu aliuminio kiekiu ir mažiausiu duobės pločiu, t.y. bandinyje, kuriame stipriausia krūvininkų lokalizacija (1.4. pav., taškai sujungti linija) Todėl galima daryti išvadą, kad priverstinės spinduliuotės slenkstis AlGaIn yra nulemtas ne lokalizacijos sąlygų, o nespindulinės rekombinacijos centrų tankio. Didėjant aliuminio kiekiui junginyje blogėja medžiagos kokybė ir dėl to bandiniuose su didesniu Al kiekiu nespindulinės rekombinacijos centrų tankis yra didesnis. Tuo pačiu metu, siaurėjanti kvantinė duobė bandiniuose su tokiu pačiu Al kiekiu nekeičia nespindulinės rekombinacijos centrų tankio, tačiau stiprina lokalizaciją. Todėl priverstinės spinduliuotės slenkstis juose ženkliai nepakinta duobei pločiui sumažėjus.

Šiame kontekste išsiskiria AlGaIn kvantinės duobės su stipriausia krūvininkų lokalizacija (2,5 nm pločio duobė su 35 % Al). Spartesnis priverstinės spinduliuotės slenksčio augimas gali būti paaiškintas keliais būdais. Visų pirma, optinio stiprinimo spektras platėja ir optinio stiprinimo koeficiento vertė mažėja stiprėjant lokalizacijos įtakai. Tai buvo eksperimentiškai pademonstruota InGaIn lazerinių diodų dariniuose<sup>12</sup> ir kvantinėse duobėse<sup>13,14</sup>, o taip pat numatyta AlGaIn kvantinių duobių atveju<sup>15</sup>. Kita tikėtina priežastis yra lokalizuotų būsenų ties mobilumo riba neužpildymas dėl stipresnės lokalizacijos.

## 2. Fotoluminescencijos našumo nuokrytis AlGaN

Paprastai laikoma, kad krūvininkų lokalizacija yra naudinga siekiant aukšto vidinio kvantinio našumo III grupės nitridiniuose puslaidininkiuose<sup>16,17</sup>. Tačiau krūvininkų tankiui didėjant jie užima aukštesnės energijos būsenas nei esant mažiems krūvininkų tankiams, dėl to padidėja tikimybė krūvininkams pasiekti ir rekombinuoti nespindulinės rekombinacijos centruose. Taigi, efektyvus lokalizacijos gylis sumažėja, o spinduliavimo našumas sumažėja<sup>18,19</sup>. Didėjančio krūvininkų tankio sukelta krūvininkų delokalizacija įtakoja našumo nuokrytį InGaN kvantiniuose dariniuose<sup>18,20,21</sup> ir AlGaN epitaksiniuose sluoksniuose<sup>22</sup>.

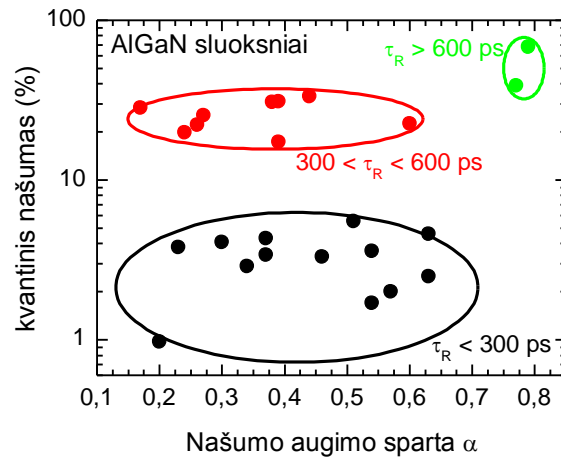
Mūsų tyrimai<sup>4,22–26</sup> ir literatūroje pateikiama medžiaga<sup>27,28</sup> rodo, kad krūvininkų lokalizacija AlGaN, ypač dariniuose su dideliu Al kiekiu, daro įtaką krūvininkų dinamikai net kambario temperatūroje. Šiame darbe pristatomi našumo nuokryčio AlGaN kvantinėse duobėse ir epitaksiniuose sluoksniuose tyrimo rezultatai. Lygiagrečiai buvo tiriami ryšiai tarp fotoluminescencijos našumo nuokryčio ir krūvininkų lokalizacijos sąlygų, termiškai aktyvuotos krūvininkų pernašos, bei priverstinės spinduliuotės. Keliais aspektais ištirtas našumo nuokrytis ir susiję veiksniai leido daryti apibendrintas išvadas apie skirtingus našumo nuokryčio mechanizmus AlGaN sluoksniuose ir kvantiniuose dariniuose.

Ryšiai tarp nespindulinės rekombinacijos, krūvininkų lokalizacijos sąlygų, termiškai aktyvuotos krūvininkų pernašos ir FL našumo nuokryčio ištirti AlGaN sluoksniuose ir kvantiniuose dariniuose su skirtingomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis ir lokalizacijos sąlygomis. Stebėta vidinio kvantinio našumo piko priklausomybė nuo krūvininkų gyvavimo trukmės ir silpna vidinio kvantinio našumo priklausomybė nuo liuminescencijos našumo augimo spartos (2.1. Pav.) rodo, kad vien stiprios krūvininkų lokalizacijos nepakanka siekiant užtikrinti aukštą vidinį kvantinį našumą. Kambario temperatūroje krūvininkai

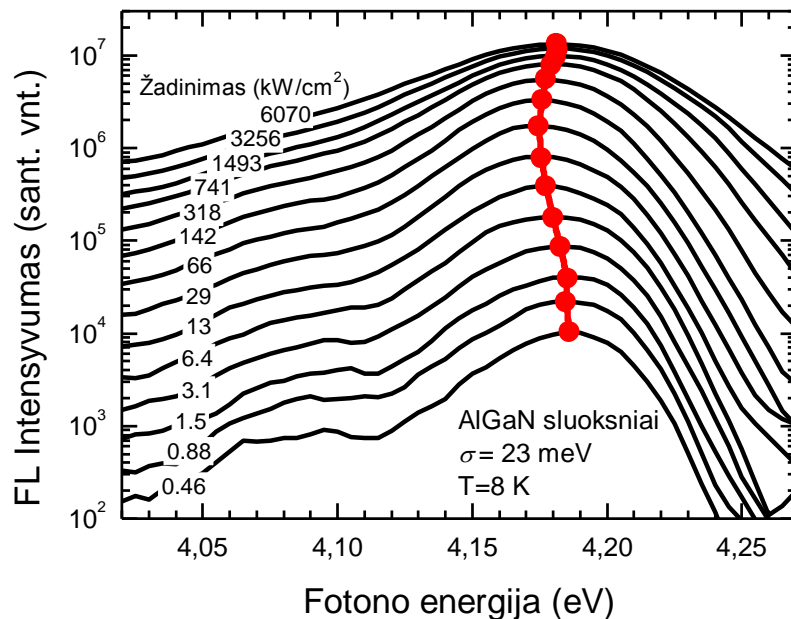
AlGaN yra pakankamai mobilūs, kad pasiektų nespindulinės rekombinacijos centrus net iš lokalizuotų būsenų.

Krūvininkų delokalizacijos poveikis liuminescencijos našumui gali būti paaiškintas dviem konkuruojančiais procesais. Bimolekulinė laisvųjų krūvininkų rekombinacija didina

vidinį kvantinį našumą esant aukštiems sužadėjimams. Tačiau didėjantis lokalizuotų būsenų užpildymas palengvina laisvųjų krūvininkų judėjimą link nespindulinės rekombinacijos centrų, taigi, padidina nespindulinės rekombinacijos spartą, ir vidinis kvantinis našumas mažėja.



2.1. Pav Koreliacija tarp maksimalaus vidinio kvantinio našumo, PL našumo augimo spartos  $\alpha$ , ir krūvininkų rekombinacijos trukmės  $\tau_R$ . [P7]



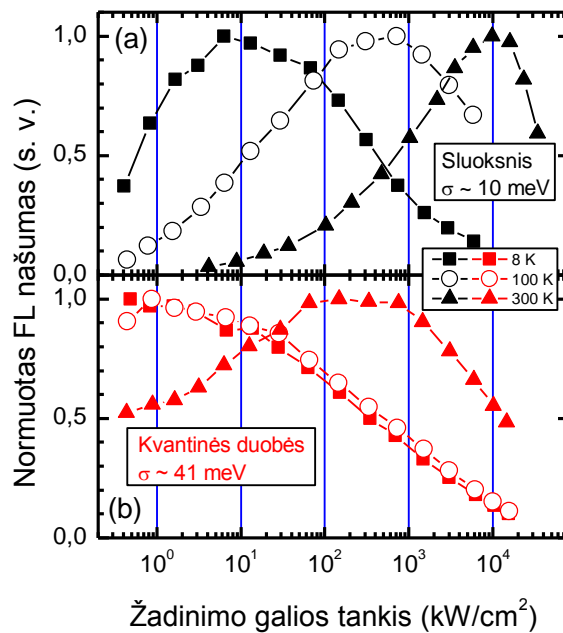
2.2. Pav AlGaN sluoksnio ( $\sigma = 23$  meV) fotoluminescencijos spektrai 8 K temperatūroje, esant skirtingam žadinimo galios tankiui (nurodyta). Taškai pažymėta juostos smailės padėtis. [P6]

Ištyrus AlGaN liuminescencijos spektrus žemoje temperatūroje pastebėta, kad nespindulinė rekombinacija svarbi net ir esant žemoms temperatūroms

(8 K) ir palyginti nedideliems krūvininkų tankiams ( $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Tai rodo nemonotoniškas FL juostos smailės padėties kitimas didėjant žadinimo galios tankiui (2.2. Pav.) ir žemas našumo nuokryčio slenkstis AlGaN sluoksniuose su skirtingomis krūvininkų lokalizacijos sąlygomis. Didėjant krūvininkų tankiui, būsenų pildymas padidina krūvininkų jūdrį ir leidžia krūvininkams lengviau pasiekti nespindulinės rekombinacijos centrus.

Būdingos FL našumo priklausomybės nuo žadinimo galios tankio keliose temperatūrose pateiktos 2.3. Pav AlGaN bandiniams su silpna (a) ir stipria (b)

lokalizacija. Krūvininkų lokalizacijos parametrai bandiniuose buvo įvertinti ištyrus temperatūrinės FL juostos smailės padėties priklausomybes. Naudota rezultatų analizės metodika (žr. 1 skyrių) leido nustatyti lokalizuojančio potencialo fluktuacijų dispersijos parametrą  $\sigma$  ir temperatūrinį parametrą  $T_0$ , apytiksliai atitinkantį temperatūrą, kurią viršijus krūvininkai yra



2.3. Pav. Normuoto PL našumo priklausomybės nuo žadinimo galios tankio AlGaN bandiniuose su silpna (a) ir stipria (b) lokalizacija 8 K, 100 K ir 300 K temperatūrose (pažymėta).[P1]

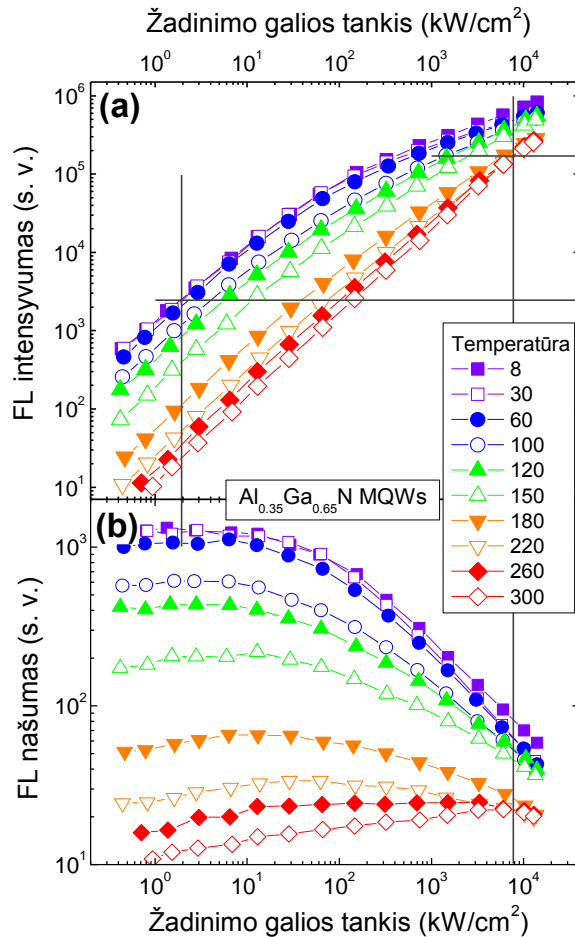
termalizuoti. Galima pastebėti, kad bet kurioje temperatūroje nuokrytis pasireiškia vėliau bandiniuose, kuriuose lokalizacija yra silpna. Augant temperatūrai, našumo nuokrytis pasireiškia prie vis didesnių žadinimo galios tankių. Šis pokytis ne toks ryškus bandiniuose su stipria krūvininkų lokalizacija.

Našumo nuokrytis stebėtas visuose bandiniuose ir visose temperatūrose. Lokalizacijos sąlygų įtaka ryškiausiai pasireiškia bandiniuose su stipria lokalizacija. Spektriškai integruoto FL intensyvumo žadinimo kreivės esant



skirtingoms temperatūroms 5 nm pločio  $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{N}$  kvantinėse duobėse pateiktos 2.4. Pav.a. Našumo nuokrytį atitinkantys taškai geriau matyti 2.4. Pav.b, kuriame pateiktos spektriškai integruoto našumo priklausomybės nuo žadinimo galios tankio skirtingose temperatūrose.

Vertikalios linijos 2.4. Pav. pažymi žadinimo galios tankį, kuriame prasideda našumo nuokrytis 8 K ir 300 K temperatūrose. Atitinkami liuminescencijos intensyvumai pažymėti horizontaliomis linijomis dešinėje. Akivaizdu, kad našumo nuokryčio pasirodymas kambario temperatūroje atitinka ženkliai didesnį liuminescencijos intensyvumą. Kadangi FL intensyvumas didėja apytiksliai tokia pačia sparta esant žemiems žadinimo galios tankiams bet kurioje



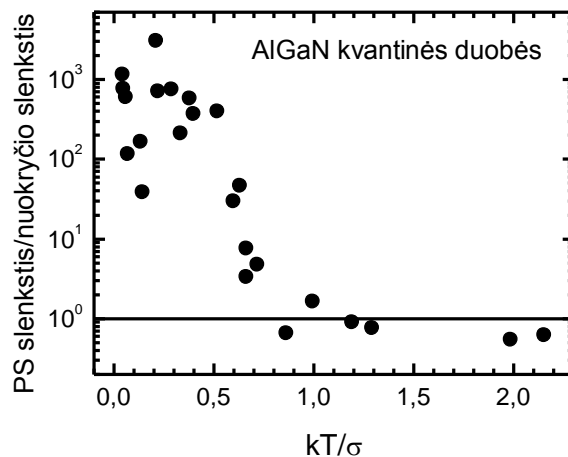
2.4. Pav. Fotoluminescencijos intensyvumo (a) ir našumo (b) priklausomybės nuo žadinimo galios tankio skirtingose temperatūrose (pažymėta)  $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{N}$  kvantinėse duobėse.[P9]

temperatūroje (iki intensyvumo, žymimo apatine horizontalia linija), tas pats FL intensyvumas skirtingose temperatūrose atitinka apytiksliai tą patį krūvininkų tankį. Taigi, žemesnis FL intensyvumas, atitinkantis nuokryčio pasirodymą žemose temperatūrose nurodo, kad FL našumo nuokryčio pasirodymui pakanka daug žemesnio krūvininkų tankio. Tai rodo, kad žemoje ir aukštoje temperatūrose vyrauja skirtingi našumo nuokryčio mechanizmai.

Ankstesniame skyriuje jau pademonstruota, kad priverstinė spinduliuotė gali būti stebimo FL našumo nuokryčio priežastis. Lyginant priverstinės spinduliuotės slenkstį ir našumo nuokryčio pasirodymo priklausomybes nuo lokalizacijos parametro AlGaN buvo pastebėti keli ypatumai. Žemoje temperatūroje priverstinės spinduliuotės slenkstis smarkiai viršija žadinimo galios tankį, kuriame pasirodo našumo nuokrytis. Tuo tarpu 300 K temperatūroje našumo nuokryčio pasirodymas apytiksliai sutampa su priverstinės spinduliuotės slenkščiu, išskyrus bandinius su stipriausia krūvininkų lokalizacija.

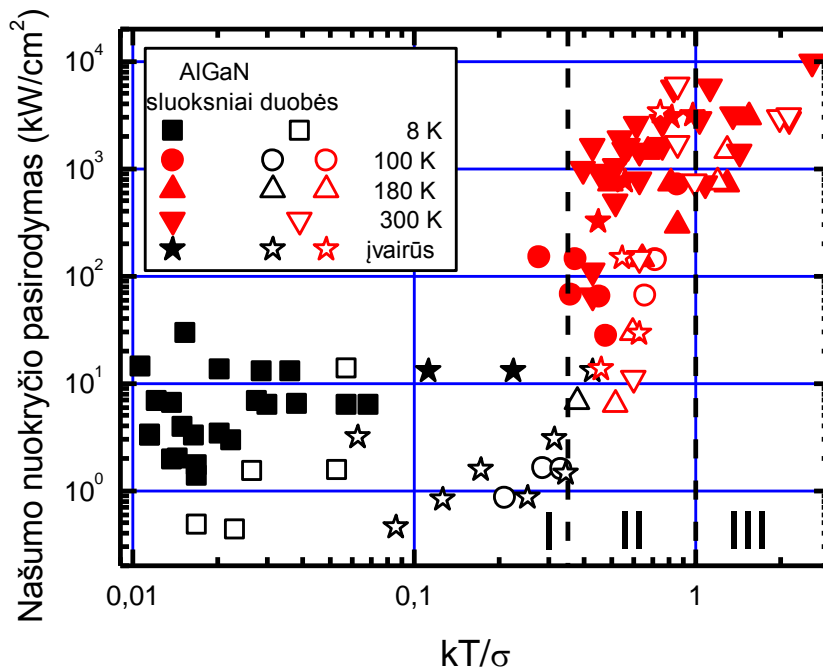
Šias tendencijas apibendrina 2.5. Pav. vaizduojamas priverstinės spinduliuotės ir našumo nuokryčio slenkščių santykis, kaip šiluminės energijos ir lokalizacijos parametro santykio funkcija. Kiekvienas taškas 2.5. Pav. atitinka skirtingą bandinį ( $\sigma$  nuo 12

iki 41 meV) ar kitą temperatūrą (20, 100, 180, ar 300 K). Galima įžvelgti kelias tendencijas: i) santykiui  $kT/\sigma$  didėjant iki 1, santykis tarp priverstinės spinduliuotės ir našumo nuokryčio slenkščių mažėja, ir ii) našumo nuokrytis ir priverstinė spinduliuotė



2.5. Pav. Priverstinės spinduliuotės (PS) ir našumo nuokryčio pasirodymo slenkščių santykis, kaip šiluminės energijos ir lokalizacijos parametro santykio funkcija šešiuose skirtinguose bandiniuose ir skirtingose temperatūrose. Ištinine linija žymimas santykis, atitinkantis 1.[P8]

pasireiškia esant tam pačiam žadinimo galios tankiui, kai  $kT$  viršija  $\sigma$ . Tai parodo, kad vyraujantis našumo nuokryčio mechanizmas AlGaN su silpna lokalizacija aukštose temperatūrose gali būti priverstinė spinduliuotė.



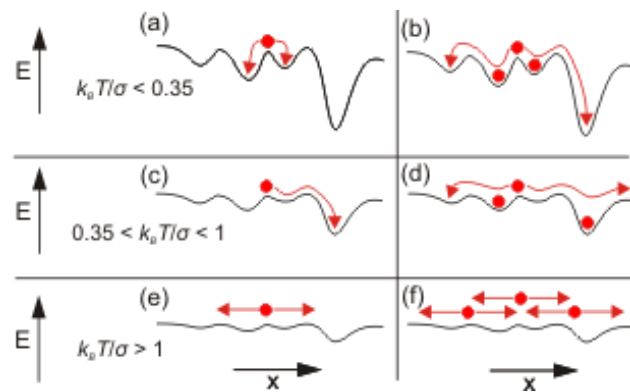
2.6. Pav. Našumo nuokryčio slenksčio priklausomybė nuo parametro  $k_B T/\sigma$  AlGaN kvantinėse duobėse ir epitaksiniuose sluoksniuose įvairiuose temperatūrose. Užtušuoti ir tušti taškai atitinka epitaksinius sluoksnius ir kvantines duobes. Juodi ir raudoni taškai atitinka netermalizuotus ir termalizuotus krūvininkų pasisikirstymus lokalizuotose būsenose. Punktyrinėmis linijomis atskirtos sritys, atitinkančios skirtingus našumo nuokryčio mechanizmus.[P1]

Kadangi nustatant našumo nuokryčio mechanizmą svarbūs tiek temperatūra, tiek lokalizacijos sąlygos, našumo nuokryčio slenkstis buvo pavaizduotas kaip funkcija nuo bedimensinio parametro  $k_B T/\sigma$  (žr. 2.6. Pav.). Kiekvienas taškas atitinka AlGaN bandinį (sluoksnį ar kvantines duobes) su tam tikra  $\sigma$  verte (nuo 10 iki 65 meV) tam tikroje temperatūroje (nuo 8 iki 300 K). Raudoni ir juodi taškai rodo, ar temperatūra viršijo krūvininkų termalizacijos temperatūrą  $T_0$ . Panašios tendencijos stebimos epitaksiniuose sluoksniuose ir kvantinėse duobėse. Tai rodo, kad krūvininkų dinamika daugiausia priklauso nuo termalizacijos temperatūros ir santykio  $k_B T/\sigma$ , nepriklausomai nuo potencialo fluktuacijų kilmės.

Neatsižvelgiant į taškų išsibarstymą, paveiksle 2.6 galima išskirti tris sritis. Į pirmąją sritį ( $k_B T/\sigma < 0,35$ ) patenka visi taškai, kurie atitinka netermalizuotų

nepusiausvirųjų krūvininkų sistemas ( $T < T_0$ ). Čia našumo nuokryčio slenkstis yra žemas, tarp 1 ir 10 kW/cm<sup>2</sup>, ir nepriklauso nuo  $k_B T/\sigma$ . Termalizuotiems krūvininkams, srityje, kurioje galioja sąlyga  $0,35 < k_B T/\sigma < 1$ , našumo nuokryčio slenkstis sparčiai kyla (antroji sritis 2.6. Pav.). Trečiojoje srityje, atitinkančioje sąlygą  $k_B T/\sigma > 1$ , našumo nuokryčio slenksčio priklausomybė nuo santykio  $k_B T/\sigma$  sotinasi. Pastarasis atvejis atitinka aukščiau aprašytą našumo nuokrytį dėl priverstinės spinduliuotės.

2.6 pav. stebimos trys skirtingos sritys greičiausiai atitinka skirtingus našumo nuokryčio mechanizmus. Schematiškai krūvininkų lokalizacijos sąlygos, atitinkančios skirtingus atvejus, pavaizduotos 2.7. Pav.



2.7. Pav. Krūvininkų pernašos diagramos esant žemam (a), (c), (e) ir aukštam (b), (d), (f) žadinimo intensyvumui, atitinkančios tris sritis, išskirtas 2.6. Pav.[P1]

Kuomet temperatūra neviršija termalizacijos temperatūros ( $k_B T/\sigma < 0.35$ , I sritis 2.6. Pav.), krūvininkai relaksuoja į potencialo minimumus artimiausioje savo aplinkoje. Kadangi krūvininkai nėra termalizuoti, persiskirstymas yra nežymus ir dauguma krūvininkų lieka potencialo minimumuose, į kuriuos relaksavo (2.7. Pav.a). Žadinimui stiprėjant, didžioji dalis artimiausių potencialo minimumų yra užpildomi, todėl krūvininkai tampa judresniais. Krūvininkų persiskirstymas dėl būsenų pildymo (2.7. Pav.b) sąlygoja liuminescencijos našumo mažėjimą dėl išaugusios tikimybės pasiekti nespindulinės rekombinacijos centrus.

Aukštesnėse temperatūrose  $T > T_0$  ( $0.35 < k_B T/\sigma < 1$ , II sritis 2.6. Pav.) krūvininkai gali persiskirstyti ir termalizuojasi. Žadinimui kylant, delokalizuojasi vis didesnė krūvininkų dalis, ir tik stipriai lokalizuotos būsenos lieka

užpildytos<sup>22,24</sup>. Delokalizuoti krūvininkai mažina FL našumą dėl stiprėjančios nespindulinės rekombinacijos, tačiau tuo pačiu metu didina našumą dėl stiprėjančios bimolekulinės rekombinacijos<sup>24</sup>. Šių efektų konkurenciją lemia lokalizacijos parametras  $\sigma$ . Našus krūvininkų šiluminis persiskirstymas reikalauja didesnių krūvininkų tankių norint užsotinti lokalias būsenas ir pasiekti našumo nuokrytį dėl padidėjusios tikimybės pasiekti nespindulinės rekombinacijos centrus (2.7. Pav.d).

Aukštos temperatūros ir/ar silpnos lokalizacijos sąlygomis ( $k_B T / \sigma > 1$ , III sritis 2.6. Pav.) dauguma krūvininkų yra laisvi (2.7. Pav.e ir f). Esant didelėms santykio  $k_B T / \sigma$  vertėms priverstinės spinduliuotės ir našumo nuokryčio slenksčiai AlGaN kvantinėse duobėse praktiškai sutampa. Priverstinė spinduliuotė tirtuose AlGaN epitaksiniuose sluoksniuose kambario temperatūroje nebuvo stebima. Galimas našumo nuokryčio AlGaN sluoksniuose mechanizmas yra dėl augančio krūvininkų tankio aktyvėjanti nespindulinė rekombinacija tęstiniuose defektuose<sup>29,30</sup>, kuomet taškiniai defektai yra užsotinami ir krūvininkai geba pasiekti tolimesnius tęstinius defektus. Esant dideliems krūvininkų tankiams, krūvininkų judrį dar gali padidinti krūvininkų išsigimimas<sup>31</sup>.

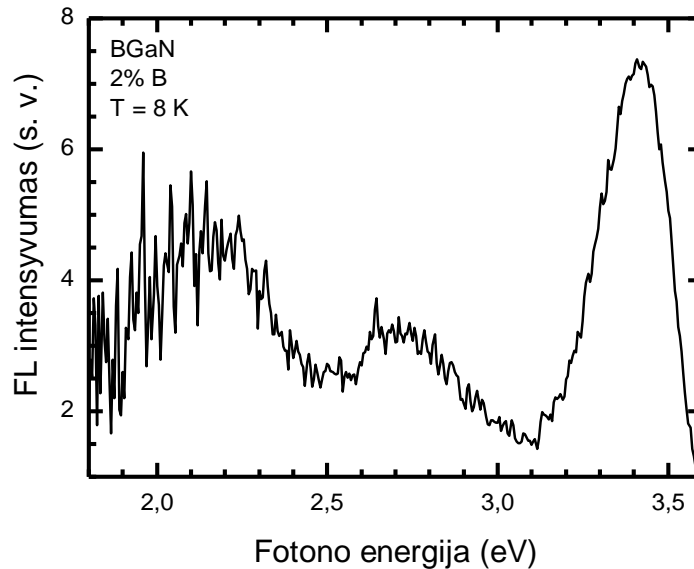
### 3. Boro galio nitrido epitaksinių sluoksnių tyrimas

BGaN auginimas vis dar susiduria su rimtomis technologinėmis kliūtimis dėl didelio boro ir galio atomų spindulių skirtumo<sup>32</sup>, sąlygojančio didelį mišumo trūkį (*miscibility gap*) ir fazių atsiskyrimą junginyje esant net vos keliems procentams boro<sup>33,34</sup>. Iki šiol bandyta auginti BGaN sluoksnius ant kelių skirtingų padėklų<sup>32–42</sup>: BGaN sluoksniai su ~1,5% ir ~1,8% boro buvo užauginti, atitinkamai, ant SiC<sup>32,33,36,43</sup> ir AlN/safyro padėklų<sup>37,38</sup>. Didžiausias boro kiekis BGaN ploname sluoksnyje (7 %) yra pasiektas naudojant jonų implantavimo į GaN sluoksnį technologiją<sup>40</sup>. Didėjant įterpiamo boro kiekiui, ženkliai mažėja liuminescencijos našumas. BGaN yra mažai tyrinėta medžiaga, esamose publikacijose paprastai apsiribojama BGaN fotoluminescencijos spektro palyginimu su GaN spektru<sup>32,36,37,43</sup>. Publikuotas BGaN draustinio tarpo išlinkio parametras yra stebėtinai didelis (9,2 eV), tačiau ši vertė gauta remiantis matavimais, atliktais su BGaN sluoksniais, kuriuose boro kiekis neviršijo 1,8 %<sup>37</sup>. Temperatūrinės FL priklausomybės taip pat nėra deramai ištirtos ir publikuotos tik keliuose tos pačios grupės straipsniuose<sup>36,43</sup>.

Šiame skyriuje pristatomi BGaN FL tyrimų 23-juose bandiniuose rezultatai. Liuminescencija epitaksiniuose sluoksniuose su skirtingu boro kiekiu tirta skirtingo sužadinimo sąlygomis plačiame temperatūrų ruože (nuo 8 K iki 300 K). BGaN sluoksnių auginimą ir struktūrinę analizę atliko Dr. A. Kadys, Dr. T. Malinauskas, S. Stanionytė, M. Kolenda ir K. Badokas. Paviršiaus analizę atliko Dr. D. Dobrovolskas.

Boro kiekis BGaN sluoksniuose nustatytas naudojantis Rentgeno spindulių difrakcijos spektroskopija. Didžiausias boro kiekis (5,5 %) buvo įterptas sluoksniuose, užaugintuose ant SiC padėklo. Sluoksnių, užaugintų ant SiC padėklo, paviršius buvo šiurkštesnis nei sluoksnių, užaugintų ant GaN ar AlN paviršių. Atominės jėgos mikroskopu tirtą BGaN sluoksnio, užauginto ant SiC, paviršių dengia 50 – 280 nm kristalitiniai. Kristalitinį susiformavimą galima

paaiškinti fazių atsiskyrimu sluoksniuose, kuriuose storis viršija optimalų<sup>32,44,45</sup>. Didžiausiu paviršiaus šiurkščiu pasižymėjo storiausi sluoksniai (1,2 μm), kuriuose sąlygos fazių atsiskyrimui yra palankiausios.



3.1. Pav.  $B_{0.02}Ga_{0.98}N$  epitaksinio sluoksnio fotoluminescencijos spektras 8 K temperatūroje.[P2]

Būdingas BGaN FL spektras žemoje temperatūroje (vaizduojamas 3.1. Pav. BGaN sluoksniui su 2% boro) yra panašus į GaN spektrą. Spektrą sudaro liuminescencijos dėl tarpjuostinės rekombinacijos juosta ir dvi plačios liuminescencijos juostos žemesnėje energijoje. Pastarosios atitinka GaN stebimas geltonąją ir mėlynąją liuminescencijos juostas<sup>46</sup>. Šios juostos BGaN spektre yra šiek pasislinkusios žemų energijų kryptimi savo padėčių GaN atžvilgiu, panašiai kaip ir stebėta InGaN atveju<sup>47,48</sup>.

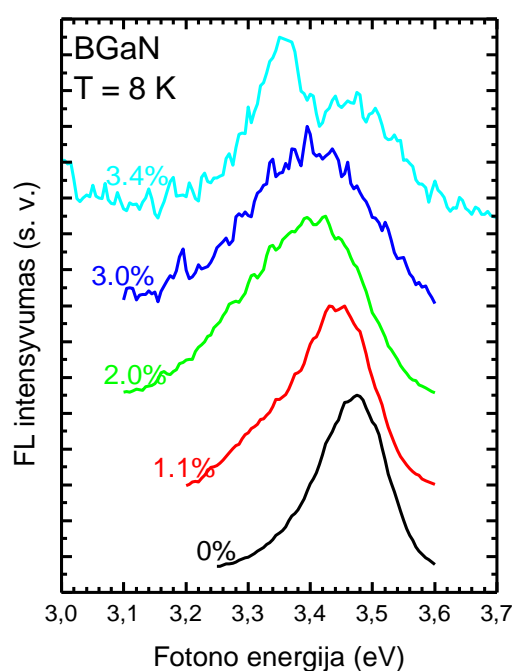
Paveiksle 3.2 vaizduojami kelių BGaN sluoksnių su skirtingu boro kiekiu FL spektrai žemoje temperatūroje tomis pačiomis žadinimo sąlygomis ( $\sim 1 \text{ MW/cm}^2$ ). Palyginimui, taip pat pavaizduotas ir GaN bandinio, išauginto identiškomis sąlygomis, spektras. Boro kiekiui viršijus 3 % aiškiai stebimas dviejų FL juostų pasirodymas spektre: siauresnės ties  $\sim 3,35 \text{ eV}$  ir platesnės ties  $\sim 3,45 \text{ eV}$ . Žemesnės energijos juosta ryškesnė žemose temperatūrose ir esant mažiems žadinimo galios tankiams. Jos intensyvumas mažėja kylant

temperatūrai ženkliai greičiau, nei aukštesnės energijos juostos intensyvumas. Temperatūrai viršijus 150 K spektre dominuoja aukštos energijos juosta. Žadinimo galios tankiui viršijus  $0.5 \text{ MW/cm}^2$  žemos energijos juosta sotinasi, o žadinimui toliau didėjant aukštos energijos juosta užgožia žemų energijų juostą.

Žemos energijos juostos kilmė gali turėti kelis paaiškinimus. Palyginti siaura FL juosta žemose temperatūrose ir žemuose sužadinimuose gali būti

priskiriama surištųjų eksitonų rekombinacijai. Tačiau energijos skirtumas tarp tarpjuostinės liuminescencijos ir šios juostos smailių padėčių yra per didelis su donoru surištam eksitonui ir per mažas su akceptoriumi surištajam eksitonui. Kita galima žemesnių energijų juostos kilmė yra optiniai šuoliai iš laidumo juostos į seklių akceptorinį lygmenį ar iš seklaus donorinio lygmens į valentinę juostą. GaN tipinės seklių donorų aktyvacijos energijos yra  $\sim 30 \text{ meV}$ <sup>46</sup>, arba  $\sim 140\text{-}180 \text{ meV}$  kai kuriems donoram<sup>49</sup>. Akceptorijų aktyvacijos energijos yra ne mažesnės nei  $200 \text{ meV}$ <sup>46,50</sup>. Taigi, žemesnių energijų juostos pasirodymo negalima sieti nei su donoriniais, nei su akceptoriniais lygmenimis.

Tikėtiniausias paaiškinimas yra fazių atsiskyrimo metu susiformavusios sritys su didesniu boro kiekiu. Beveik visuose B GaN bandiniuose žemose temperatūrose ir žemo sužadinimo sąlygomis pastebėta daugiau ar mažiau ryški žemų energijų juosta toje pačioje spektro vietoje. Toks dalinis fazių atsiskyrimas buvo stebėtas B GaN sluoksniuose, kuriuose boro kiekis yra bent

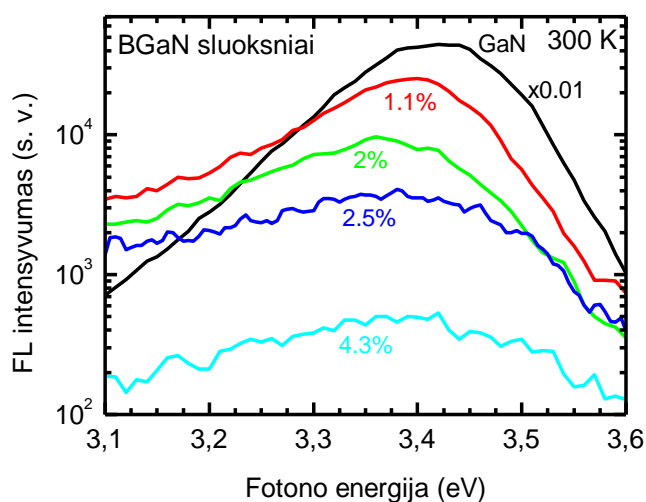


3.2. Pav.. B GaN sluoksnių su skirtingu boro kiekiu PL spektrai 8 K temperatūroje. Spektrai normuoti ir paslinkti vertikaliai aiškumo dėlei.[P2]



1 %. Bandiniuose su didesniu boro kiekiu fazių atsiskyrimas pasireiškia stipriau, ir žemesnės energijos FL juosta ima dominuoti spektre. Stiprėjantis fazių atsiskyrimas didėjant boro kiekiui atitinka sudėties nestabilumo didėjimą mažinant auginimo temperatūrą<sup>33</sup>, kas yra reikalinga didesnio boro kiekio įterpimui<sup>34,34,40,51</sup>.

300 K temperatūroje išmatuotuose FL spektruose matomas pagrindinės liuminescencijos juostos padėties poslinkis didėjant boro kiekiui B GaN sluoksnyje (3.3. Pav.). Didėjan boro kiekiui, sparčiai mažėja FL intensyvumas, ką galima paaiškinti didėjančiu defektų tankiu. Net esant vos 2 % boro, FL



3.3. Pav. B GaN epitaksinių sluoksnių su skirtingu boro kiekiu (nurodyta) fotoluminescencijos spektrai kambario temperatūroje žadinant 1 MW/cm<sup>2</sup> galios tankiu. [P5]

intensyvumas yra dviem eilėm žemesnis nei GaN. Šis intensyvumo kritimas stebėtas visuose bandiniuose, nepriklausomai nuo auginimui naudoto padėklo.

Paveiksle 3.4 vaizduojama fotoluminescencijos juostos smailės padėties priklausomybė nuo boro kiekio. Nors taškų išsibarstymas gan didelis, galima daryti išvadą, kad ši priklausomybė nepriklauso nuo padėklo, ant kurio užauginti sluoksniai. Į žemų energijų pusę slenkanti FL juostos smailės padėtis rodo draustinio tarpo mažėjimą didėjant boro kiekiui. Tokį draustinio tarpo kitimą galima aprašyti įvedus didelį išlinkio parametrą dėl didelio skirtumo tarp vidutinio ryšio atstumo B-N ir Ga-N porose<sup>37</sup>. Bendra draustinio tarpo priklausomybė visiems B GaN bandiniams 3.4. Pav. vaizduojama ištisine linija ir yra apskaičiuota pagal formulę  $E_g(x) = xE_g^{BN} + (1-x)E_g^{GaN} - bx(1-x)$ . Čia,  $E_g^{BN}$

= 5,8 eV (žr. išnaša 52) ir  $E_g^{GaN} = 3.415$  eV (žr. išnaša 52), yra, atitinkamai, BN ir GaN draustiniai tarpai. Geriausias sutapimas gautas pasirinkus išlinkio parametą  $b = 4$  eV (pavaizduotas 3.4. Pav.). Tačiau atkreipus dėmesį į taškus, gautus sluoksniams su

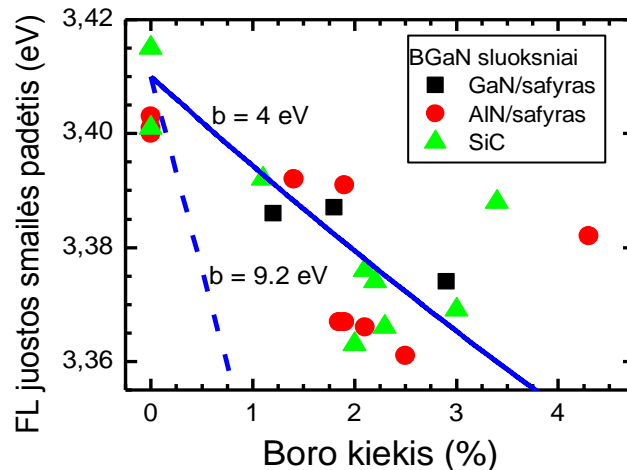
didesniu nei 2 % boro kiekiu, matyti, kad draustinio tarpo mažėjimas lėtėja, todėl  $b$  vertė gali būti net mažesnė nei 4 eV.

3.4. Pav. vaizduojama ir kreivė, gauta su parametru  $b = 9.2$  eV, kuri atitinka anksčiau publikuotą  $b$  vertę<sup>37</sup>. Akivaizdu, kad  $b = 9.2$  eV neatitinka

eksperimentinių rezultatų.

Norint nustatyti boro kiekį srityse, susidariusiose atsiskyrus B GaN fazėms, reikia atsižvelgti į išlinkio parametą. Aukščiau nustatyta 4 eV vertė yra gauta analizuojant kambario temperatūroje išmatuotus spektrus. Tačiau FL juostos smailės padėčių priklausomybė nuo boro kiekio, išmatuota B GaN sluoksniuose žemoje temperatūroje (8 K) geriau sutampa su 5 eV išlinkio parametro verte. Naudojantis pirma ir antra išlinkio parametro vertėmis zonose su didesniu boro kiekiu apskaičiuota boro dalis sudaro, atitinkamai, 8.7% ir 4.7%. Nors šios vertės ženkliai skiriasi, apibendrinus galima teigti, kad B GaN sluoksnyje su mažesniu boro kiekiu susidaro kitos fazės sritys su 5 – 9% boro.

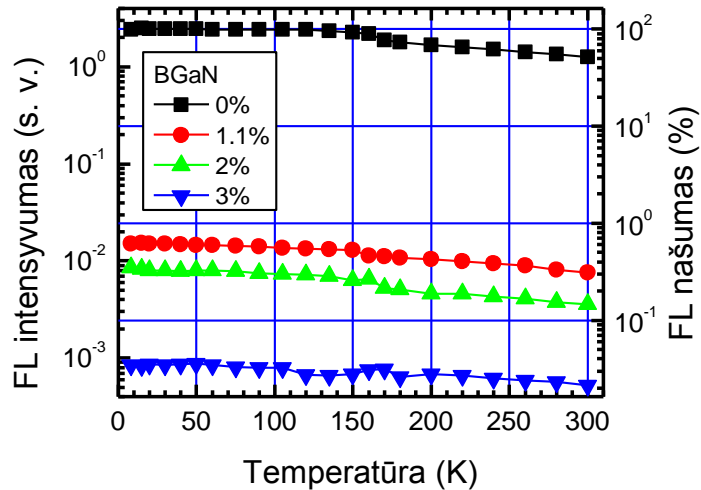
Stebėtas žemų energijų juostos išnykimas temperatūrai pasiekus ~150 K gali būti paaiškintas geresnėmis sąlygomis krūvininkams pasiekti nespindulinės



3.4. Pav. Fotoluminescencijos piko padėties priklausomybė nuo boro kiekio (taškai) B GaN epitaksiniuose sluoksniuose. Skirtingi taškai žymi skirtingus auginimo paviršius ir padėklus (nurodyta). Linijomis žymimas apskaičiuota draustinio tarpo priklausomybė nuo boro kiekio su skirtingais išlinkio parametrais  $b$  (pažymėta).[P5]

rekombinacijos centrus skirtingų fazių sandūrose. FL intensyvumas iš šių zonų su didesniu boro kiekiu mažėja, kylant temperatūrai, greičiau nei sluoksnyje su mažesniu boro kiekiu ir mažesniu defektų tankiu. Didinant žadinimo galios tankį, žemesnių energijų juostos intensyvumas greitai sotinasi visuose bandiniuose. Tai rodo, kad santykinis fazės su didesniu boro kiekiu tūris yra mažas, net ir bandiniuose su dideliu boro kiekiu.

Bendras tirtų BGaN sluoksnių fotoluminescencijos bruožas yra ženklus FL našumo mažėjimas įterpus net ir nedidelį boro kiekį (3.5. Pav.). Nors

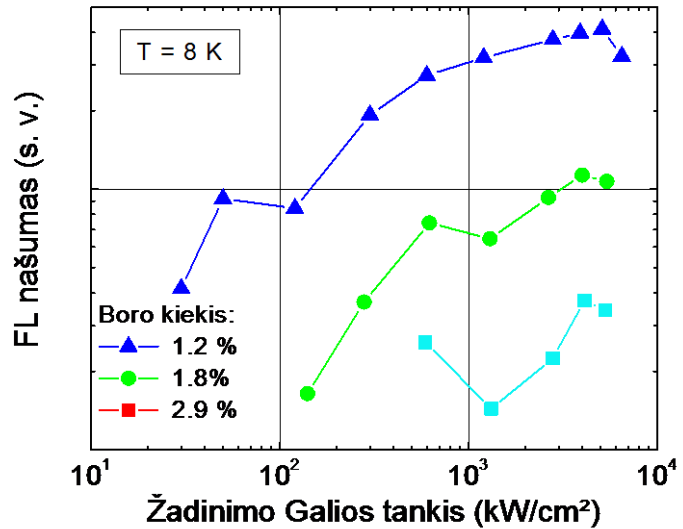


3.5. Pav. Temperatūrinės PL našumo ir intensyvumo priklausomybės BGaN sluoksniuose su skirtingu boro kiekiu [P2]

FL našumas kylant temperatūrai mažėjo palyginti nedaug, net ir itin žemose temperatūrose stebėtas FL našumas BGaN sluoksniuose buvo eilėmis mažesnis nei GaN. Kaip pademonstruota mūsų ankstesniuose AlGaIn tyrimuose<sup>53</sup>, FL našumas nebeprisiklauso nuo žadinimo intensyvumo tik esant labai mažiems sužadintimams. Kadangi fotoluminescencija tirtuose BGaN sluoksniuose yra palyginti silpna, matuojant FL spektrus buvo neįmanoma pasiekti itin žemo sužadintimo sąlygų. Tačiau jei laikyti, kad FL našumas, tomis pačiomis sąlygomis išmatuotas tirtuose GaN bandiniuose, 8 K temperatūroje buvo artimas 100 %, FL našumas BGaN sluoksniuose su 1,1%, 2%, ir 3% boro kiekiu 8 K temperatūroje yra, atitinkamai, 0,3%, 0,15%, ir 0,02%.

BGaN sluoksniuose, kuriuose FL intensyvumas buvo pakankamas, buvo išmatuotos ir FL našumo priklausomybės nuo žadinimo galios tankio (3.6. Pav.). Artiesinis našumo augimas sotinasi žadinimo galios tankiui augant.

Bandiniuose su didesniu boro kiekiu sumažėja PL našumas, tačiau ženklus našumo kreivės pobūdžio pokytis nepastebėtas. Stebėtas našumo sotinimasis negali būti paaiškintas našumo nuokryčio pasireiškimu dėl didelio krūvininkų tankio, kadangi tikėtinas



3.6. Pav. BGDn sluoksnių su skirtingu boro kiekiu (nurodyta) PL našumo priklausomybės nuo žadinimo galios tankio žemoje temperatūroje. [P4]

krūvininkų tankis tirtuose BGDn sluoksniuose yra eilėmis žemesnis nei InGaN ar AlGaIn panašaus sužadavimo sąlygomis. Stebėta našumo priklausomybė nuo žadinimo galios tankio 3.6. Pav. gali būti paaiškinta daline krūvininkų lokalizacija potenciale, pasireiškiančiame dėl boro kiekio fliktuacijų. Tokiomis sąlygomis krūvininkų dinamiką valdo konkurencija tarp bimolekulinės delokalizuoatų krūvininkų rekombinacijos ir krūvininkų rekombinacijos nespindulinės rekombinacijos centruose. Stiprėjant žadinimui dalis krūvininkų palieka lokalizuotas būsenas ir gali rekombinuoti našesniame bimolekulinės rekombinacijos kanale. Tačiau delokalizuoti krūvininkai lengviau pasiekia tolimesnius nespindulinės rekombinacijos centrus, ir tai mažina FL našumą.

## Išvados:

1. Stebimas GaN epitaksinių sluoksnių fotoluminescencijos našumo nuokrytis yra nelemtas priverstinės spinduliuotės, kuri sklinda lygiagrečiai bandinio paviršiui ir riboja krūvininkų tankio augimą didėjant žadinimo intensyvumui.
2. Priverstinė spinduliuotė vyksta dėl laisvųjų krūvininkų rekombinacijos AlGaN kvantinėse duobėse su mažu aliuminio kiekiu (iki apytiksliai 20%) ir dėl krūvininkų, lokalizuotų ties mobilumo riba, rekombinacijos kvantinėse duobėse su didesniu aliuminio kiekiu.
3. Pagrindinis priverstinės spinduliuotės slenkstį lemiantis veiksnys AlGaN yra nespindulinės rekombinacijos centrų tankis. Didelis aliuminio kiekis lydinyje yra parankus dislokacijų ir taškinių defektų formavimuisi AlGaN sluoksniuose ir kvantinėse duobėse, todėl mažina krūvininkų tankį ir didina priverstinės spinduliuotės slenkstį.
4. Vidinio kvantinio našumo priklausomybė nuo krūvininkų gyvavimo trukmės ir nejautrumas FL našumo augimo spartai rodo, kad vien krūvininkų lokalizacijos nepakanka, kad vidinis kvantinis našumas būtų aukštas. Net lokalizuoti krūvininkai AlGaN kambario temperatūroje yra pakankamai jdrūs, kad pasiektų nespindulinės rekombinacijos centrus.
5. Krūvininkų delokalizacija veikia fotoluminescencijos našumą stiprindama du priešingo ženklo efektus. Bimolekulinė laisvųjų krūvininkų rekombinacija didina vidinį kvantinį našumą kylant žadinimo galios tankiui, tuo tarpu lokalizuotų būsenų pildymas palengvina laisvų krūvininkų patekimą į nespindulinės rekombinacijos centrus ir tuo būdu mažina fotoluminescencijos našumą.
6. Nemonotoniška liuminescencijos juostos smailės padėties priklausomybė nuo žadinimo galios tankio ir žemas liuminescencijos našumo nuokryčio slenkstis, stebėtas AlGaN epitaksiniuose sluoksniuose žemoje

temperatūroje, parodo, kad nespindulinė rekombinacija yra svarbi net žemose temperatūrose ir esant mažam krūvininkų tankiui ( $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Didėjant krūvininkų tankiui, nespindulinė rekombinacija stiprėja dėl lokalių būsenų pildymo lemiamo krūvininkų judrio padidėjimo. Efektyvią nespindulinę rekombinaciją žemoje temperatūroje galima paaiškinti nespinduline eksitonine rekombinacija.

7. Santykis  $k_B T / \sigma$  gali būti naudojamas kaip parametras, rodantis vyraujančią liuminescencijos našumo nuokryčio priežastį AlGaN kvantiniuose dariniuose ir epitaksiniuose sluoksniuose. Netermalizuotų krūvininkų sistemoje ( $k_B T / \sigma < 0.35$ ), nuokrytis pasireiškia dėl būsenų pildymo, sustiprinto netermalizuotų krūvininkų persiskirstymu. Aukštesnėse temperatūrose ( $0.35 < k_B T / \sigma < 1$ ), nuokrytį sukelia dėl būsenų pildymo sustiprinta krūvininkų delokalizacija, kuri padidina tikimybę krūvininkams pasiekti nespindulinės rekombinacijos centrus. Aukštesnėse temperatūrose ar esant silpnai lokalizacijai ( $k_B T / \sigma > 1$ ) našumo nuokrytis pasireiškia dėl priverstinės spinduliuotės AlGaN kvantinėse duobėse ir dėl žadinimo sustiprintos krūvininkų pernašos į tęstinius defektus AlGaN sluoksniuose.
8. Dvi juostos, stebimos B GaN epitaksinių sluoksnių fotoluminescencijos spektruose žemoje temperatūroje gali būti paaiškinta daliniu kristalinių fazių atsiskyrimu, dėl kurio susidaro sritys su didesniu boro kiekiu (5-9 %, nepriklausomai nuo boro kiekio sluoksnyje, technologinių auginimo sąlygų ar auginimo padėklų). Nespindulinė rekombinacija šiose srityse ar jų ribose mažina liuminescencijos našumą aukštesnėse temperatūrose.
9. Fotoluminescencijos našumas kambario temperatūroje yra apytiksliai 0,3 % B GaN sluoksniuose su 1 % boro ir mažėja iki  $\sim 0.02\%$  boro daliai pasiekus to 3 %. Našumą lemia boro kiekis, nestebėta, kad jis priklausytų nuo padėklo, naudoto B GaN sluoksniams auginti, ar nuo auginimo temperatūros bei prekursorių srautų kombinacijų optimizuotų pasiekti gerą kristalinę kokybę ir paviršiaus morfologiją.

10. Optimizavus auginimo sąlygas, panaši sluoksnio kokybė ir liuminescencijos intensyvumas stebėti sluoksniuose, užaugintuose ant 6H-SiC padėklų ir and safyro padėklų su AlN šablonu. SiC padėklas yra šiek tiek tinkamesnis didesniai boro kiekiui įterpti. GaN šablonai ant safyro yra mažiau tinkami auginti B<sub>0.01</sub>GaN, negu AlN šablonai.
11. Išmatavus fotoluminescencijos juostos smailės padėtis, nustatytas kambario temperatūroje 23-juose B<sub>0.01</sub>GaN sluoksniuose su skirtingu boro kiekiu, buvo apskaičiuotas draustinio tarpo išlinkio parametras. Nustatyta 4 eV vertė yra ženkliai mažesnė nei buvo skelbta iki šiol (9,2 eV).

## Šaltinių sąrašas

1. Delaney, K. T., Rinke, P. & Van de Walle, C. G. Auger recombination rates in nitrides from first principles. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 191109 (2009).
2. Shen, Y. C. *et al.* Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 141101 (2007).
3. Iveland, J., Martinelli, L., Peretti, J., Speck, J. S. & Weisbuch, C. Direct Measurement of Auger Electrons Emitted from a Semiconductor Light-Emitting Diode under Electrical Injection: Identification of the Dominant Mechanism for Efficiency Droop. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 177406 (2013).
4. Mickevičius, J. *et al.* Stimulated emission in AlGaN/AlGaIn quantum wells with different Al content. *Appl. Phys. Lett.* **100**, (2012).
5. Satake, A., Masumoto, Y., Miyajima, T., Asatsuma, T. & Ikeda, M. Two-dimensional exciton dynamics and gain formation processes in In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N multiple quantum wells. *Phys. Rev. B* **60**, 16660–16666 (1999).
6. Žukauskas, A. *et al.* Role of band potential roughness on the luminescence properties of InGaIn quantum wells grown by MBE on bulk GaN substrates. in *Physica Status Solidi (B) Basic Research* **243**, 1614–1618 (2006).
7. Holst, J., Kaschner, A. & Gfug, U. No Comparison of the Mechanism of Optical Amplification in InGaIn/GaN Heterostructures Grown by Molecular Beam Epitaxy and MOCVD. *Phys. Status Solidi A* **180**, 327–332 (2000).
8. Strassburg, M. *et al.* The origin of the PL photoluminescence Stokes shift in ternary group-III nitrides: Field effects and localization. in *Physica Status Solidi C: Conferences* **0**, 1835–1845 (2003).
9. Jmerik, V. N. *et al.* Low-threshold 303 nm lasing in AlGaIn-based multiple-quantum well structures with an asymmetric waveguide grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy on c-sapphire. *Appl. Phys. Lett.* **96**, (2010).
10. Jmerik, V. N. *et al.* Optically pumped lasing at 300.4 nm in AlGaIn MQW



- structures grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy on c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *Phys. Status Solidi Appl. Res.* **207**, 1313–1317 (2010).
11. Kawakami, Y. *et al.* Dynamics of spontaneous and stimulated emissions in GaN-based semiconductors. *Proc. SPIE* **4280**, 45–57 (2001).
  12. Lermer, T. *et al.* Gain of blue and cyan InGaN laser diodes. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 021115 (2011).
  13. Kojima, K., Funato, M., Kawakami, Y., Narukawa, Y. & Mukai, T. Suppression mechanism of optical gain formation in In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N quantum well structures due to localized carriers. *Solid State Commun.* **140**, 182–184 (2006).
  14. Ishibashi, A. *et al.* Systematic studies on optical gain spectra in GaInN/GaN-MQWs. *J. Lumin.* **87**, 1271–1273 (2000).
  15. Chow, W. W. & Kneissl, M. Laser gain properties of AlGa<sub>N</sub> quantum wells. *J. Appl. Phys.* **98**, 114502 (2005).
  16. Chichibu, S., Onuma, T., Hazu, K. & Uedono, A. Time-resolved luminescence studies on AlN and high AlN mole fraction AlGa<sub>N</sub> alloys. *Phys. Status Solidi Curr. Top. Solid State Phys.* **10**, 501–506 (2013).
  17. Collins, C. J. *et al.* Enhanced room-temperature luminescence efficiency through carrier localization in Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N alloys. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 1–3 (2005).
  18. Hammersley, S. *et al.* The consequences of high injected carrier densities on carrier localization and efficiency droop in InGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> quantum well structures. *J. Appl. Phys.* **111**, 083512 (2012).
  19. Bochkareva, N. I., Rebane, Y. T. & Shreter, Y. G. Efficiency droop and incomplete carrier localization in InGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> quantum well light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 191101 (2013).
  20. Wang, J., Wang, L., Zhao, W., Hao, Z. & Luo, Y. Understanding efficiency droop effect in InGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> multiple-quantum-well blue light-emitting diodes with different degree of carrier localization. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 201112 (2010).
  21. Lin, Y. *et al.* Spatially resolved study of quantum efficiency droop in InGa<sub>N</sub> light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 252103 (2012).

22. Mickevičius, J. *et al.* Correlation between carrier localization and efficiency droop in AlGa<sub>N</sub> epilayers. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 011906 (2013).
23. Tamulaitis, G. *et al.* Photoluminescence efficiency in AlGa<sub>N</sub> quantum wells. *Phys. B Condens. Matter* **453**, 40–42 (2014).
24. Mickevičius, J. *et al.* Influence of carrier localization on high-carrier-density effects in AlGa<sub>N</sub> quantum wells. *Opt. Express* **22**, A491 (2014).
25. Mickevičius, J. *et al.* Nonradiative Recombination, Carrier Localization, and Emission Efficiency of AlGa<sub>N</sub> Epilayers with Different Al Content. *J. Electron. Mater.* **44**, 4706–4709 (2015).
26. Mickevičius, J. *et al.* Efficiency droop and carrier transport in AlGa<sub>N</sub> epilayers and heterostructures. *Phys. Status Solidi Basic Res.* **252**, 961–964 (2015).
27. Francesco Pecora, E. *et al.* Sub-250 nm room-temperature optical gain from AlGa<sub>N</sub>/AlN multiple quantum wells with strong band-structure potential fluctuations. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 061111 (2012).
28. Francesco Pecora, E. *et al.* Sub-250 nm light emission and optical gain in AlGa<sub>N</sub> materials. *J. Appl. Phys.* **113**, 013106 (2013).
29. Lin, Y. *et al.* Interplay of point defects, extended defects, and carrier localization in the efficiency droop of InGa<sub>N</sub> quantum wells light-emitting diodes investigated using spatially resolved electroluminescence and photoluminescence. *J. Appl. Phys.* **115**, 023103 (2014).
30. Gfroerer, T. H., Zhang, Y. & Wanlass, M. W. An extended defect as a sensor for free carrier diffusion in a semiconductor. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 012114 (2013).
31. Malinauskas, T., Jarasiunas, K., Heuken, M., Scholz, F. & Brückner, P. Diffusion and recombination of degenerate carrier plasma in GaN. *Phys. status solidi* **6**, S743–S746 (2009).
32. Wei, C. H. *et al.* MOCVD growth of GaBN on 6H-SiC (0001) substrates. *J. Electron. Mater.* **29**, 452 (2000).
33. Wei, C. H. & Edgar, J. H. Unstable composition region in the wurtzite B1-

- x-yGa<sub>x</sub>Al<sub>y</sub>N system. *J. Cryst. Growth* **208**, 179–182 (2000).
34. Wei, C. H. & Edgar, J. H. Thermodynamic analysis of Ga<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub>N grown by MOVPE. *J. Cryst. Growth* **217**, 109–114 (2000).
  35. Ougazzaden, A. *et al.* B<sub>0.1</sub>GaN materials on GaN/sapphire substrate by MOVPE using N<sub>2</sub> carrier gas. *J. Cryst. Growth* **298**, 316–319 (2007).
  36. Honda, T., Kurimoto, M., Shibata, M. & Kawanishi, H. Excitonic emission of B<sub>0.1</sub>GaN grown on (0001) 6H-SiC by metal-organic vapor-phase epitaxy. *J. Lumin.* **87**, 1274–1276 (2000).
  37. Ougazzaden, A. *et al.* Bandgap bowing in B<sub>0.1</sub>GaN thin films. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 3–6 (2008).
  38. Baghdadli, T. *et al.* Electrical and structural characterizations of B<sub>0.1</sub>GaN thin films grown by metal-organic vapor-phase epitaxy. *Phys. Status Solidi* **6**, S1029–S1032 (2009).
  39. Kadys, A. *et al.* Optical and structural properties of B<sub>0.1</sub>GaN layers grown on different substrates. *J. Phys. D. Appl. Phys.* **48**, 465307 (2015).
  40. Polyakov, a. Y. *et al.* Growth of GaBN ternary solutions by organometallic vapor phase epitaxy. *J. Electron. Mater.* **26**, 237–242 (1997).
  41. Gautier, S. *et al.* Application of dilute boron B(Al,In,Ga)N alloys for UV light sources. **7940**, 79400X–79400X–7 (2011).
  42. Malinauskas, T. *et al.* Growth of B<sub>0.1</sub>GaN epitaxial layers using close-coupled showerhead MOCVD. *Phys. Status Solidi Basic Res.* **252**, 1138–1141 (2015).
  43. Honda, T. *et al.* Band-Gap Energy and Effective Mass of B<sub>0.1</sub>GaN. *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, 2389–2393 (2000).
  44. Orsal, G. *et al.* Effect of boron incorporation on growth behavior of B<sub>0.1</sub>GaN/GaN by MOVPE. *J. Cryst. Growth* **310**, 5058–5062 (2008).
  45. Akasaka, T., Kobayashi, Y. & Makimoto, T. B<sub>0.1</sub>GaN micro-islands as novel buffers for growth of high-quality GaN on sapphire. *J. Cryst. Growth* **298**, 320–324 (2007).
  46. Reshchikov, M. A. & Morkoç, H. Luminescence properties of defects in

- GaN. *J. Appl. Phys.* **97**, 061301 (2005).
47. Grandjean, N., Massies, J., Leroux, M. & De Mierry, P. Band edge versus deep luminescence of In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N layers grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3190 (1998).
  48. Manz, C., Kunzer, M., Obloh, H., Ramakrishnan, A. & Kaufmann, U. In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN band offsets as inferred from the deep, yellow-red emission band in In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3993 (1999).
  49. Demchenko, D. O., Diallo, I. C. & Reshchikov, M. A. Yellow Luminescence of Gallium Nitride Generated by Carbon Defect Complexes. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 087404 (2013).
  50. Lyons, J. L., Alkauskas, A., Janotti, A. & Van de Walle, C. G. First-principles theory of acceptors in nitride semiconductors. *Phys. status solidi* **252**, 900–908 (2015).
  51. Kadys, A. *et al.* Optical and structural properties of B<sub>2</sub>GaN layers grown on different substrates. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 465307 (2015).
  52. Edgar, J. H. *et al.* Characterization of bulk hexagonal boron nitride single crystals grown by the metal flux technique. *J. Cryst. Growth* **403**, 110–113 (2014).
  53. Mickevičius, J. *et al.* Internal quantum efficiency in AlGa<sub>1-x</sub>N with strong carrier localization. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 211902 (2012).

## Publikacijos darbo tema

Dauguma šiame darbe pristatomų rezultatų yra paskelbti moksliniuose žurnaluose bei mokslinėse konferencijose. Straipsniai disertacijos tema (viso 12) yra pateikti žemiau, jų numeracija vėliau naudojama tekste siejant paveikslą su publikacija, kurioje jis yra pateiktas. Platesnis sąrašas, įtraukiantis pranešimus konferencijose bei straipsnius ne disertacijos tema, yra pateiktas pačioje disertacijoje.

P1. J. Mickevičius, J. Jurkevičius, A. Kadys, G. Tamulaitis, M. Shur, M. Shatalov, J. Yang, R. Gaska, „Temperature-dependent efficiency droop in AlGa<sub>N</sub> epitaxial layers and quantum wells“, *AIP Advances*, **6**, 045212 (2016).

P2. J. Jurkevičius, J. Mickevičius, A. Kadys, M. Kolenda, and G. Tamulaitis, „Photoluminescence efficiency of B<sub>Ga</sub>N epitaxial layers with high boron content“, *Physica B: Condensed Matter*, **492**, p. 23 (2016)

P3. J. Mickevičius, G. Tamulaitis, J. Jurkevičius, M.S. Shur, M. Shatalov, J. Yang, R. Gaska, „Efficiency droop and carrier transport in AlGa<sub>N</sub> epilayers and heterostructures“, *Physica Status Solidi B* **252** (5), p. 961 (2015).

P4. T. Malinauskas, A. Kadys, S. Stanionytė, K. Badokas, J. Mickevičius, J. Jurkevičius, D. Dobrovolskas, G. Tamulaitis, „Growth of B<sub>Ga</sub>N epitaxial layers using close coupled showerhead MOCVD“, *Physica Status Solidi B*, **252** (5), p. 1138 (2015).

P5. A. Kadys, J. Mickevičius, T. Malinauskas, J. Jurkevičius, M. Kolenda, S. Stanionytė, D. Dobrovolskas, G. Tamulaitis, „Photoluminescence of B<sub>Ga</sub>N layers grown on different substrates“, *Journal of Physics D*, **48**, 465307 (2015).

- P6. J. Mickevičius, J. Jurkevičius, A. Kadys, G. Tamulaitis, M. Shur, M. Shatalov, J. Yan, R. Gaska, „Low-temperature redistribution of non-thermalized carriers and its effect on efficiency droop in AlGaIn epilayers“, *Journal of Physics D*, **48**, 275105 (2015).
- P7. J. Mickevičius, Ž. Podlipskas, R. Aleksiejūnas, A. Kadys, J. Jurkevičius, G. Tamulaitis, M. S. Shur, M. Shatalov, J. Yang, and R. Gaska, „Nonradiative recombination, carrier localization, and emission efficiency of AlGaIn epilayers with different Al content“, *Journal of Electronic Materials*, **44** (12), p. 4706 (2015).
- P8. J. Mickevičius, J. Jurkevičius, G. Tamulaitis, M. S. Shur, M. Shatalov, J. W. Yang, R. Gaska, „Influence of carrier localization on high-carrier-density effects in AlGaIn quantum wells“, *Optics Express* **22** (S2), p. A491 (2014).
- P9. G. Tamulaitis, J. Mickevičius, J. Jurkevičius, M. S. Shur, M. Shatalov, J. Yang, R. Gaska, „Photoluminescence Efficiency in AlGaIn Quantum Wells“, *Physica B Condensed Matter* **453**, p. 453 (2014).
- P10. J. Mickevičius, J. Jurkevičius, M. S. Shur, J. W. Yang, R. Gaska, G. Tamulaitis, “Photoluminescence efficiency droop and stimulated recombination in GaN epilayers“, *Optics Express* **20** (23), 25195 (2012).
- P11. J. Mickevičius, J. Jurkevičius, K. Kazlauskas, A. Žukauskas, G. Tamulaitis, M. S. Shur, M. Shatalov, J. Yang, R. Gaska, “Stimulated emission in AlGaIn/AlGaIn quantum wells with different Al content“, *Applied Physics Letters*, **100**, 081902 (2012).
- P12. J. Mickevičius, J. Jurkevičius, K. Kazlauskas, A. Žukauskas, G. Tamulaitis, M. S. Shur, M. Shatalov, J. Yang, R. Gaska, “Stimulated emission due to localized and delocalized carriers in Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/Al<sub>0.49</sub>Ga<sub>0.51</sub>N quantum wells“, *Applied Physics Letters*, **101**, 041912 (2012).

## Informacija apie autorių

<b>Vardas Pavardė</b>	Jonas Jurkevičius
<b>Gimęs</b>	1987 m. Spalio 27 d.
<b>Šeimyninė padėtis</b>	Nevedęs
<b>El. paštas</b>	jonas.jurkevicius@ff.vu.lt

### **Išsilavinimas**

2006: Baigta Vilniaus Jono Basanavičiaus vidurinė mokykla.

2006 – 2010: Bakalauro studijos Vilniaus universitete, Fizikos fakultete.

2010 – 2012: Magistro studijos Vilniaus universitete, Fizikos fakultete.

2012 – 2016: Doktorantūros studijos Vilniaus universitete, Fizikos fakultete.

### **Darbo patirtis**

2009 – 2011: Vilniaus universiteto Puslaidininkių fizikos katedra, technikas.

Nuo 2011: Vilniaus universiteto Puslaidininkių fizikos katedra, inžinierius.

Nuo 2013: Vilniaus universiteto Taikomųjų mokslų institutas, jaunesnysis mokslo darbuotojas.

### **Publikacijos**

16 straipsnių žurnaluose, įtrauktuose į ISI duomenų bazę.