VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
PUSLAIDININKIŲ FIZIKOS KATEDRA

Henrikas Svidras

VIENPAKOPIŲ IR DAUGIAPAKOPIŲ NANOVIELŲ SU InGaN KVANTINIAIS LAKŠTAIS LIUMINESCENCIJA

Pagrindinių studijų baigiamasis darbas

Taikomoji fizika
studijų programa

Studentas Henrikas Svidras

Darbo vadovas dr. Darius Dobrovolskas

Recenzentas dr. Ramūnas Aleksiejūnas

Katedros vedėjas prof. habil. dr. Gintautas Tamulaitis

Vilnius 2017

Turinys

Įvadas 2
1 Literatūros aprašas 3
1.1 GaN ir jam gimininigi III grupės nitridai bei jų sluoksniai 3
1.2 III nitridų epitaksinių sluoksnių auginimo metodikos 4
1.3 InGaN kvantiniai lakštai 5
1.4 GaN/InGaN Nanovielos 6
2 Tyrimo metodai ir objektai 8
2.1 Vienpakopės nanovielos 8
2.2 Daugiapakopės nanovielos 9
2.3 Konfokalinė mikroskopija 10
2.4 SNOM metodika 11
2.5 Poliarizacijos laipsnis 13
2.6 Fabri-Pero interferencija 13
2.7 Spalvinės koordinatės 14
3 Rezultatai ir jų aptarimas 17
3.1 Vienpakopės nanovielos 17
3.1.1 Fotoliuminescencijos ypatumai 17
3.1.2 Poliarizuota fotoliuminescencija 22
3.1.3 Šviesos interferencija nanovielose 24
3.1.4 Spalvinės koordinatės 25
3.2 Daugiapakopės nanovielos 27
3.2.1 Fotoliuminescencijos ypatumai 27
3.2.2 Poliarizuota fotoliuminescencija 29
3.2.3 Šviesos interferencija nanovielose 31
3.2.4 Spalvinės koordinatės 33
3.3 Vienpakopių ir daugiapakopių vielų palyginimas 34
Išvados 35
Santrauka 41

Įvadas

Šviestukinės technologijos jau daug metų nėra vien tik mokslinių tyrimų objektas. Nuo 1996 m., kai buvo siūlyti pirmieji šviestukai pardavimui, iki dabar padarytas didžiulis progresas, tiek efektyvumo, tiek ekonomiškumo prasme [1]. Ateities perspektyvos šviestukams taip pat labai daug žadančios: optimistiškiausios prognozės numato, kad šviestukai užims 60-65% pasaulinės apšvietimo rinkos jau 2020 metais [2]. Nepaisant to, įprastai dabar naudojami sluoksniniai šviestukai susiduria su nemažai sunkumų, tokių kaip šviesos ištrūkos, vidinio kvantinio našumo didinimo problemos [3].

InGaN - viena iš plačiausiai šviestukuose naudojamų medžiagų. Keičiant į GaN įterpto In kiekį reguliuojama InGaN draustinio tarpo energija. Tačiau, tarp InN ir GaN esantis gardelių konstantos nesutapimas bei šio parametro skirtumas su populiariausiais pramonėje naudojamais padėklais heteroepitaksinių sluoksnių auginimui, heterosandūrose sukelia nepageidautinas įtemptis [4].

Nanovielos - vienas iš būdų išspręsti dalį problemų kylančių auginant heterosandūrų sluoksnius. Didesnis nanovielos paviršiaus plotas, galimybė auginti ant nepolinių ir pusiau polinių plokštumų, paviršinių įtempių relaksacija ir geresnė auginamų kristalų kokybė padaro tokias nanostruktūras patrauklias plačiam pritaikymų spektrui [5–7].

Šiame darbe buvo tirti du bandinių tipai: ilgesnės, vienpakopės GaN nanovielos su InGaN kvantiniais lakštais, užaugintos esant trim skirtingiems trimetilindžio (TMIn) srautams auginimo metu, bei trumpesnės, daugiapakopės GaN nanovielos su InGaN kvantiniais lakštais. Vienpakopės nanovielos - savatvarkės, kurių augimo parametrai buvo kontroliuojami minimaliai. Daugiapakopių nanovielų augimas - griežtai kontroliuotas ir atliktas ant specialiai paruošto paviršiaus. Pastarieji bandiniai šiuo metu yra auginami tik vienos mokslinės grupės, vadovaujamos prof. C.C. Yang [8], ir fotoliuminescencijos (FL) matavimais iki šiol nebuvo tirti. Tuo tarpu vienpakopės vielos augintos ant Si(111) padėklo, kas įkūnija svarbų technologinį žingsnį auginant InGaN struktūras ant vieno pigiausių auginimo padėklų.

Šio darbo tikslas buvo ištirti ir palyginti dviem skirtingais būdais augintų InGaN/GaN nanovielų optines savybes ir įvertinti jų tinkamumą balto šviesos šaltinio gamybai. Darbo tikslui pasiekti buvo tiriamos šių dviejų tipų bandinių fotoliuminescencinės savybės, jų priklausomybė nuo auginimo salygų, įvertinti vielų poliarizacijos laipsniai, aprašyta nanovielose stebėta interferencija ir jos pobūdis bei visų nanovielų FL spektrams priskirtos spalvinės koordinatės.

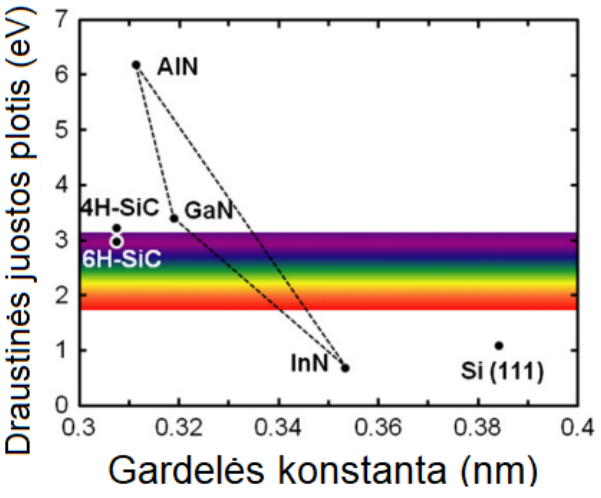
1 Literatūros aprašas

1.1 GaN ir jam giminingi III grupės nitridai bei jų sluoksniai

III grupės nitridai (III nitridai) yra tiesiatarpiai ir jų draustinis tarpas apima platų spektrinį intervalą – nuo ultravioletinių iki infraraudonųjų bangos ilgių. Ypač įdomios medžiagos yra AlN, GaN kurių platus draustinis tarpas daro jas tinkamas trumpabangiams šviestukams, lazeriams ir aukštos galios įrenginiams [9]. Aliuminio, galio ir indžio nitridai turi tetraedrines kristalines struktūras, kur kiekvienas atomas turi 4 kaimynus ir yra tetraedro viršūnėje: atomų orbitalės sąveikaudamos sukuria hibridines sp^3 orbitales [4]. III nitriduose gardelė sudaryta iš dviejų pasluoksnių, kurių vienas sudarytas iš trečiosios grupės elementų (Al, Ga, In), o antrasis – iš azoto atomų.

Šiuolaikinės auginimo technologijos leidžia auginant vieną III nitridinį puslaidininkį dalį jo katijonų pakeisti vienu ar kitu III grupės elementu. Taip įterpiant, pvz. In atomus į GaN, galima gauti medžiagą, pvz. $In_xGa_{1-x}N$, ir kontroliuoti jos savybes dar auginimo metu. Tai schematiškai atvaizduojama 1 pav. Tiesės jungiančios skirtingus nitridus rodo galimas draustines energijas, priklausomai nuo III grupės elemento kiekio. Reikia pabrėžti, kad In mišumas (angl. *miscibility*) GaN junginyje visgi yra ribotas. Pasiekus x artimą 0.3 junginio kokybė sparčiai blogėja, In pasiskirsto netolygiai [4].

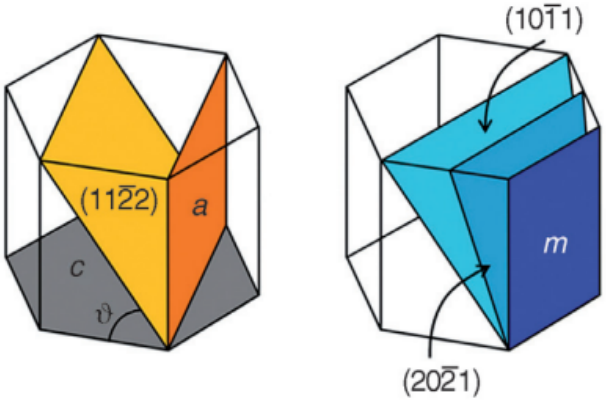
Jei auginamas kristalas, kurio pirmas sluoksnis yra pasislinkęs antrojo atžvilgiu, o trečiasis vėl atitinka pirmąjį, tai sakoma kad toks kristalas turi heksagoninę (vurcito) struktūrą. Šiuo atveju statmena sluoksniams kryptis vadinama c kryptimi [4], o jai statmena plokštuma – polinė c plokštuma. Statmenai augimo krypčiai vurcito kristale taip pat egzistuos dvi nepolinės plokštumos, o kitais kampais - keletas pusiau polinių plokštumų [10]. Schematiškai šios plokštumos vaizdojamos 2 pav.



1 pav. Draustinės juostos tarpai ir gardelės konstantos III nitridams. Papildomai atidėti populiariausi naudojami padėklai sluoksnių auginimui. Spalvos vaizduoja regimosios šviesos bangos ilgius, kuriuos atitinka draustinės juostos tarpai. Grafikas paimtas iš [11].

Viurcito struktūros nitridiniuose puslaidininkiuose dažnai pasireiškia spontaninė gardelės poliarizacija dėl anijonų (N) pasislinkimo katijonų (Ga, In) atžvilgiu. Įprastoje gardelėje (GaN, InN) spontantinės poliarizacijos indukuoti krūviai kompensuosis. Tačiau auginant heterosandūras, dėl gardelės konstantų nesutapimo (1 pav.), bus sukurti nesukompensuoti krūviai. Todėl, jei heterosandūra sudaryta c

plokštumoje, gali atsirasti stiprus vidinis elektrinis laukas [12]. Tokioje struktūroje tai sukurs kvantinio suspraudimo Štarko efektą (1.3 skyrelis) ir turės didelę įtaką liuminescencijos našumui [13]. Šis efektas dažniausiai yra nepageidautinas visuose šviesos šaltiniuose, nes sumažins jų efektyvumą.



2 pav. Schematiškai atvaizduotos įvairios GaN kristalografinės plokštumos. Kairėje matyti polinė c, nepolinė a ir pusiau polinė (11$\bar{2}$2) plokštumos. Dešinėje - nepolinė m plokštuma ir pusiau polinės (20$\bar{2}$1) bei (10$\bar{1}$1) plokštumos. Grafikas paimtas iš [10].

Be to, šviesos ištrūka iš GaN (ar kitų III nitridų) sluoksnių nėra optimali. Nepaisant to, kad šviesa iš sluoksnio gali išeiti tik viena kryptimi, didelis lūžio rodiklių tarp GaN ($n = 2.5$) ir oro ($n = 1$) skirtumas riboja ir kampus, kuriais šviesa gali patekti į orą. Galio nitrido atveju ištrūka apribota $23.5°$ kampo su vos 4% fotonų ištrūkos tikimybe [14]. Literatūroje jau yra pasiūlyta nemažai metodų šiuos skaičius padidinti: šiurkštinant paviršių [15], pasinaudojant ant paviršiaus išauginamais mikrolęšiais, nanopiramidėmis [16] ar užauginant pereinamąjį sluoksnį [14]. Dauguma šių būdų gali kelis kartus pagerinti ištrūką, tačiau tai vis dar nėra galutinis sprendimas.

1.2 III nitridų epitaksinių sluoksnių auginimo metodikos

Pagrindinis iššūkis GaN ir kitų nitridų auginime yra tinkamo padėklo pasirinkimas. Vienas pigiausių padėklų auginimui šiuo metu yra Si(111). Pastarasis, už kitą dažnai naudojamą alternatyvą SiC, gali būti pigesnis iki 10 kartų [17]. Be to, galimybė auginti ant tokių padėklų padarytų GaN nesudėtingai integruojamu į šiuolaikinę elektroniką. Deja, III nitridinių puslaidininkių gardelės konstantos smarkiai nesutampa su šiuo Si(111) parametru, kaip matyti 1 pav., todėl juos gerokai paprasčiau auginti ant SiC. Plačiai naudojamas ir safyras (Al_2O_3). Iš tikrųjų, standartiškai auginant GaN ant Si(111) padėklo, struktūrose storesnėse nei 1 μm jau atsiranda trūkiai [18], todėl išauginti sluoksniai būna itin prastos kristalinės kokybės ir gali turėti defektų ir dislokacijų tankius apie $10^8 - 10^{10}$ cm^{-2} [19]. Dažnai, visiems padėklams, prieš auginimą užgarinamas buferinis sluoksnis (plonas AlN ar kitos buferinės medžiagos sluoksnis),

kuris stabdo kraštinių dislokacijų veržimąsi į auginamo nitrido sluoksnį.

Nepaisant padėklų su sutampančia gardelės konstanta trūkumo, III nitridinių puslaidininkių auginime padarytas žymus progresas. Šiuo metu plačiausiai naudojamas CVD (lt. cheminių garų nusodinimas, angl. *chemical vapor deposition*) metodas, o pats universaliausias - metalorganinis CVD (MOCVD). Verta paminėti ir tai, jog aukštos kokybės sluoksniai gali būti išauginami ir MBE (lt. molekulinio pluoštelio epitaksijos, angl. *molecular beam epitaxy*) metodu [19], tačiau šiuo metu savo populiarumu jis nusileidžia CVD metodikai.

III nitridų MOCVD auginimo mechanizmas remiasi metalorganinių (trimetilgalio - TMGa, trimetilindžio - TMIn ir kt.) ir amoniako prekursorių dujų transportavimu ir sudarymu sąlygų reaguoti ant arba šalia paviršiaus. Transportavimui naudojamos transportuojančios dujos (dažnai H_2 ar N_2). Medžiagos nusėdimas vyksta dėl pirolizės [19]. Svarbu, kad radikalai ir kitos po reakcijos susidariusios nepageidautinos medžiagos būtų pašalintos iš auginimo kameros, o ant padėklo liktų tik stabilios molekulės. Kitaip tariant, svarbu, kad pirmtakės dujos būtų reaktyvios ir po reakcijos paliktų ant medžiagos norimas kietąsias medžiagas bei sukurtų nesudėtingai pašalinamas iš auginimo kameros dujas. Pavyzdžiui, nusodinant GaN sluoksnį galėtų vykti tokia reakcija [4]:

$$\mathrm{Ga(CH_3)_{3(d)} + NH_{3(d)} \rightarrow GaN_{(k)} + 3CH_{4(d)}}. \tag{1}$$

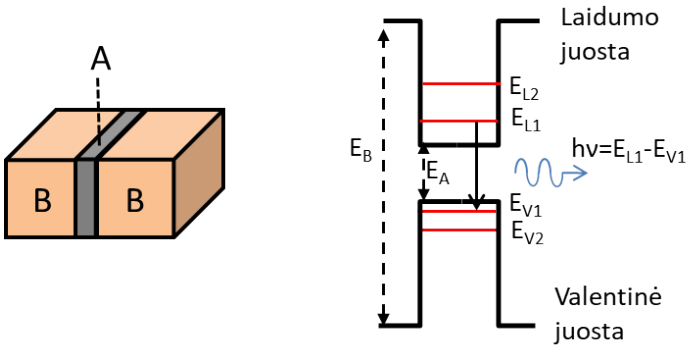
Reikia pabrėžti, kad tai tik suminė reakcija, o realybėje reakcijų gali vykti gerokai daugiau ir būti tarpinių produktų. Nors minėtos dujos (TMGa, TMIn, NH_3) yra pavojingos dėl savo cheminių savybių, tačiau beveik visos III nitridų medžiagos dabar yra auginamos verčiant reaguoti šias dujas prie padėklo, kurio temperatūra artima 1000 °C tam, kad pavyktų nutraukti stiprius amoniako N-H ryšius [4, 19].

1.3 InGaN kvantiniai lakštai

Kvantinis lakštas yra suformuojamas ploną medžiagos A sluoksnį įterpiant tarp dviejų medžiagos B sluoksnių, kaip pavaizduota 3 pav. Būtina sąlyga yra, kad medžiagos B draustinio tarpo energija būtų didesnė negu medžiagos A (3 pav. $E_B > E_A$). Be to, šiuo atveju „plonas" turi reikšti tokio storio, kad jame galėtų pasireikšti kvantiniai reiškiniai. Vienas iš pavyzdžių - į GaN įterptas InGaN. Pirmosios draustinis tarpas 3.4 eV, o InGaN - priklauso nuo In kiekio (kaip aptarta 1.1 skyrelyje). Realiems taikymams dažnai užauginami keli vienas virš kito esantys kvantiniai lakštai [20].

Kadangi elektronai, esantys kvantiniame lakšte, susprausti vienos koordinatės atžvilgiu, išsprendus Šredingerio (*Schrödinger*) lygtį gaunama, jog dalelės kvantiniame lakšte energija nėra tolydi funkcija, bet tam tikrų leistinų energijų spektras (3 pav. E_{L1}, E_{V1} ir t.t.). Vykstant dalelių (elektronų) šuoliams tarp laidumo juostos ir valentinės juostos išspinduliuojamas fotonas, kurio energija $h\nu = E_{L1} - E_{V1}$, kur h - Planko konstanta, o ν - spinduliuojamo fotono dažnis [20].

Ši rekombinacija, išspinduliuojant fotoną, vadinama liuminescencija. Jei elektronai sužadinami optiškai, tuomet jų rekombinacija - fotoliuminescencija.



3 pav. Kairėje - schematiškai pavaizduotas kvantinis lakštas. Mažesnės draustinės juostos energijos medžiaga (A) įspraudžiama tarp dviejų didesnės draustinės juostos energijos medžiagos (B) sluoksnių. Jų energinė diagrama vaizduojama dešinėje.

Jau minėta 1.1 skyrelyje, kad III nitridų heterosandūrose susiformuoja vidinis elektrinis laukas palei c kryptį dėl jų kristalinės struktūros. Sprendžiant Šredingerio lygtį papildomas vidinis elektrinis laukas iškreipia sprendinius. Vietoje stačiakampės potencinės duobės, kvantinio lakšto energijų profilis išsikreipia ir pirmuoju artiniu pasidaro trikampis. Tai ne tik sumažina energijų skirtumą tarp juostų [13], bet ir sumažina elektronų laidumo juostoje bei skylių valentinėje juostoje banginių funkcijų persiklojimą [21]. Tai didina rekombinacijos trukmę ir mažina jos tikimybę [13, 21]. Šis efektas vadinamas kvantinio suspraudimo Štarko efektu.

Vienas iš galimų sprendimų - auginti InGaN kvantinius lakštus ne ant polinių, bet ant nepolinių GaN plokštumų (2 pav. a plokštuma, m plokštuma) [22]. Šiose plokštumose nepasireiškia su spontanine poliarizacija susijęs vidinis elektrinis laukas [10]. Visgi, tokių sluoksnių auginimas dar nėra paplitęs, pagrinde dėl to, kad jiems reikalingi specialūs, komerciškai nepaplitę padėklai [23].

1.4 GaN/InGaN Nanovielos

Vienas iš būdų išspręsti ar sumažinti 1.1 ir 1.3 skyreliuose minėtas problemas susijusias su GaN heterosluoksniais yra nanovielų naudojimas. Nanovielos - tai nanometrinių matmenų struktūros, kurių ilgio ir pločio santykis yra labai didelis. Nanovielos, lyginant su sluoksniais, pasižymi gerokai didesniu paviršiaus plotu dėl ko padidėja plotas, per kurį galima emituoti fotonus (didėja šviesos ištrūka) [23]. Be to, didelis paviršiaus ir tūrio santykis gerokai sumažina defektų tankį, kurį sukelia gardelių konstantų nesutapimai (pvz. InN ir GaN) ir gerina kristalinę struktūrą [24]. Tai leidžia kokybiškai įterpti didesnius In kiekius į kristalinę gardelę negu sluoksninėse struktūrose. Ši savybė potencialiai galėtų pasitarnauti išsprendžiant našių žalių šviestukų trūkumo (angl. *green-gap)* problemą [25].

Sėkmingai išauginus GaN nanovielas, nepolinė m plokštuma yra iškart tiesiogiai pasiekiama, nes ji susiformuoja ant nanovielų šoninių sienelių. Todėl ant jų išauginti kvantiniai lakštai išvengs vidinio elektrinio lauko ir kartu kvantinio suspraudimo Štarko efekto [24, 26, 27]. Šio reiškinio išvengimas taip pat iš principo leidžia auginti platesnius kvantinius lakštus išvengiant našumo kritimo (angl. *efficiency droop*) [27]. Be to, stebėta, jog ant m plokštumos išaugintų kvantinių lakštų spinduliuotė būna poliarizuota [27].

Kitas privalumas yra tai, kad nanovielos užaugintos ant padėklų, kurių gardelės konstanta nesutampa su nanovielos medžiaga, dažniausiai turi geresnę kristalinę kokybę ir mažiau defektų. Negana to, užauginta nanoviela gali būti gana paprastai perkeliama ant kito padėklo tiek statmenoje padėtyje, tiek gulsčioje padėtyje [26]. Visos aprašytos savybės atveria itin platų pritaikymų spektrą elektronikos, apšvietimo bei lazerių srityse.

Visgi, naših, lengvai ir pigiai paruošiamų nanovielų su ant nepolinių plokštumų užaugintais kvantiniais lakštais technologija dar nėra iki galo išdirbta. Svarbu pastebėti, jog šiuo metu auginamose struktūrose In inkorporacija nepolinėse plokštumose yra mažiau efektyvi nei c plokštumoje [26]. Be to, ir pats In inkorporavimo į GaN mechanizmas nėra iki galo suprastas, tad kol kas ant c plokštumų auginami kvantiniai lakštai dominuoja rinkoje. Būtent, šios priežastys motyvuoja tęsti tyrimus šioje srityje, nes nanovielos su InGaN kvantiniais lakštais turi potencialo tapti sprendimu, kuris leis sukonstruoti našesnius šviesos šaltinius aprėpiančius visą regimąjį spektrą [27].

2 Tyrimo metodai ir objektai

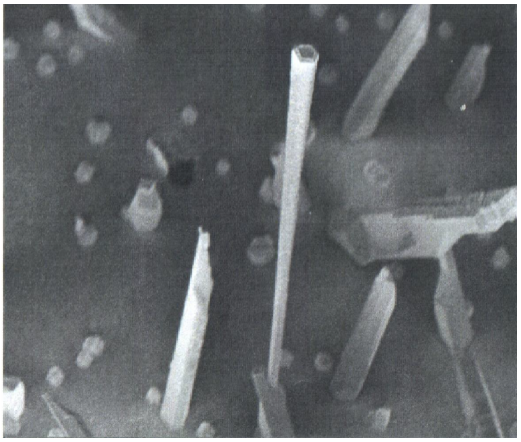
Šiame darbe buvo tirtos vienpakopės bei daugiapakopės nanovielos. Abiejų auginimo metodai aprašomi tolimesniuose skyreliuose. Taip pat pateikiami modeliai bei metodai, kuriais remiantis buvo ištirtos vielų liuminescencinės savybės.

2.1 Vienpakopės nanovielos

Vieni iš šiame darbe tirtų bandinių buvo savatvarkės vienpakopės GaN nanovielos su InGaN kvantiniais lakštais. Jos buvo užaugintos AIXTRON grupėje, Vokietijoje, ant Si(111) padėklo, MOCVD būdu, naudojant trimetilgalį (TMGa) kaip prekursorių metalui, amoniaką (NH_3) kaip azoto šaltinį ir silaną (SiH_4) kaip legiruojančią bei augimą plokštumoje slopinančią medžiagą [28].

Dėl didelio reaktyvumo ir polinkio sudaryti eutektinę sistemą tarp Ga ir Si, padėklas turėjo būti apsaugotas. Dėl šios priežasties ant padėklo buvo užaugintas AlN buferinis sluoksnis, į auginimo kamerą įleidžiant trimetilaliuminio (TMAl) ir NH_3 dujų [28].

Prieš auginant GaN nanovielas, ant AlN/Si struktūros toliau buvo užgarintas plonas *in-situ* SiN_x kaukės sluoksnis. Nanovielos buvo užaugintos dviem žingsniais. Pirmajame žingsnyje atsitiktinai suformuoti šešiakampiai GaN pagrindai, iš kurių toliau vyks augimas, vadinami užuomazgomis. Šios augimo užuomazgos susiformuoja ant padėklo atstiktinai, nes jų augimą stabdo ir reguliuoja SiN_x kaukės sluoksnis užgarintas anksčiau. Antrajame žingsnyje auginamos GaN nanovielos. Vertikalaus augimo ir m-plokštumos formavimosi skatinimui naudojamas SiH_4 [28, 29].



4 pav. Vienos iš išaugintų vienpakopių vielų nuotrauka daryta elektroniniu mikroskopu. Šalia pilnai išaugusios heksagoninės vielos, matyti neišaugusių vielų užuomazgos bei kreivos, vielų neprimenančios struktūros.

Išaugintos savatvarkės GaN vielos naudojamos kaip šerdys InGaN kvantinių lakštų auginimui. Po išauginimo, šių kvantinių lakštų storis siekia 2 nm. Paruošiami trys skirtingi bandiniai, kurių auginimo sąlygos išlaikomos pastovios, tačiau skiriasi auginimo metu paduodamas trimetilindžio (TMIn) kiekis: 80 sccm (toliau tekste - I_{80}), 160 sccm (I_{160}), 320 sccm (I_{320}). Dėl tokios auginimo metodikos, spėjama, kad kvantiniai lakštai išauga ant nepolinių plokštumų. Taip pat, tyrimai buvo atlikti ir ant bandinio be išaugintų kvantinių lakštų (I_0) [30].

Šių nanovielų ilgiai svyruoja nuo 50-100 μm, o skersmenys (apytiksliai, nes heksagoninė forma neturi skersmens) - iki 5 μm. Atsižvelgiant į matmenis šias vielas tikslingiau galėtų

būti vadinti „mikrovielomis". Tačiau dėl ant sienelių užaugintų struktūrų (kvantinių lakštų) matmenų, šiame darbe apie jas kalbama kaip apie nanovielas.

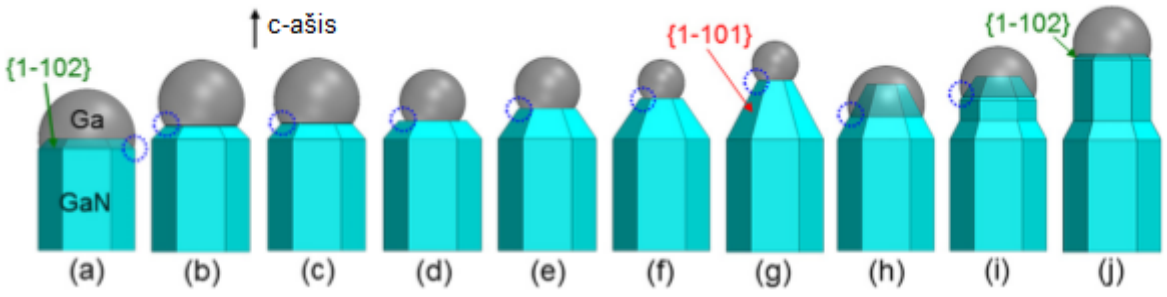
2.2 Daugiapakopės nanovielos

Kita tirtų bandinių grupė buvo tvarkiai augintos daugiapakopės GaN nanovielos su InGaN kvantiniais lakštais. Tirtos nanovielos turėjo 2-3 pakopas. Reikia pažymėti, kad šios nanovielos yra užaugintos unikaliu metodu prof. CC Yang grupės Taivane, kurio kol kas dar nėra pavykę atkartoti kitoms grupėms [8].

Tvarkiai išdėstytų nanovielų auginimas pradedamas nuo kaukės su tvarkingai išdėstytomis skylėmis pagaminimo. Šią kaukę sudaro 2μm nelegiruotas GaN sluoksnis bei 2μm n tipo GaN (n-GaN) sluoksnis ant c-plokštumos safyro padėklo. Toliau nusodinamas apie 40 nm SiO_2 sluoksnis, kuriame nano įspaudų litografijos ir reaktyvių jonų ėsdinimo metodais sukuriamos tvarkingai išdėstytos skylės [8].

Prieš tapdamos užuomazgomis auginimui, šios skylės turi būti užpildytos n-GaN. Įprastiniu dvimačiu auginimo metodu, GaN gali augti tik kaukėje paruoštose skylėse. Auginimo metu į kamerą leidžiamas SiH_4, o TMGa ir NH_3 srautai alternuojami tarpusavyje. TMGa srauto ciklo metu, augančios vielos vietoje susiformuoja GaN lašas, kaip parodyta 5a pav. NH_3 srauto metu GaN lašas yra sunaudojamas pavienio n-GaN sluoksnio nusodinimui. Alternuojant šiuos srautus užauginama pastovaus skerspjūvio ploto (kurį nusako SiO_2 kaukės skylių skersmuo) šešiakampė nanoviela [6, 8].

Siekiant išauginti daugiapakopę nanovielą, auginimo metu yra keičiamas TMGa srautas. Tai daroma norint suformuoti smailėjančią struktūrą, kuri primena nupjautinę piramidę, ant jau išaugusios pastovaus skersmens nanovielos. Šiuo atveju TMGa srauto ciklas yra trumpinamas, tuo tarpu NH_3 padavimas į auginimo aplinką išlieka pastovus. Dėl to sumažėja GaN lašas (5b-g pav.) ant nanovielos ir keičiasi jos augimo ypatumai. Vėl padidinus TMGa srauto ciklo trukmę (5 h-j pav.), suformuota mažesnė plokštuma būna panaudojama kaip platforma naujai vielos daliai auginti pagal ankstesnėje pastraipoje aprašytą principą [8].



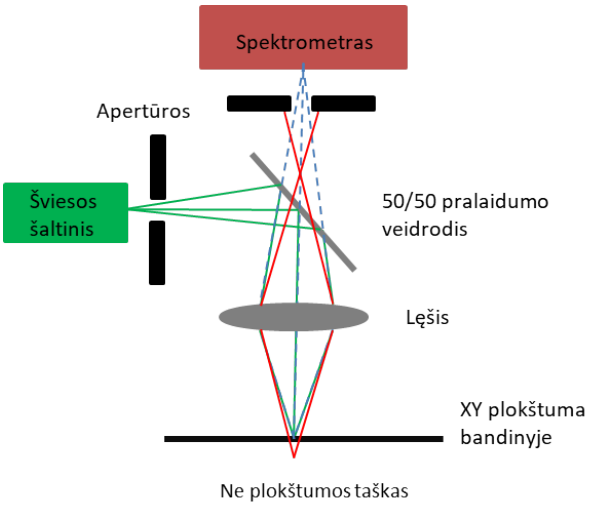
5 pav. Daugiapakopių nanovielų auginimo mechanizmas. Iš pradžių viela auga kaip vienpakopė (a-g), vėliau keičiant auginimo sąlygas pradedama auginti siauresnė pakopa (h-j). Schema paimta iš [8].

Paskutinio auginimo žingsnio metu, po daugiapakopės vielos suformavimo ant šoninių plokš-

tumos sienelių yra užauginami InGaN kvantiniai lakštai. Užaugintos vielos mechaniškai nuimtos nuo auginimo padėklo ir perkeltos ant safyro bei silicio padėklų. Šio tyrimo metu jos guli ant vienos iš šoninių sienelių. Šių nanovielų ilgiai 2-4 μm, o skersmenys (storiausios pakopos) neviršija 1 μm.

2.3 Konfokalinė mikroskopija

Konfokalinė mikroskopija yra viena populiariausių ir paprasčiausių šiuo metu naudojamų optinės mikroskopijos rūšių, kuria galima pasiekti aukštą skiriamąją gebą. Skenuojantį konfokalinį mikroskopą nuo įprasto optinio mikroskopo labiausiai išskiria sužadinimo plotas: idealiu atveju sužadinamas tik vienas bandinio taškas ir iš jo surenkama šviesa. Konfokalinio mikroskopo principinė schema pateikiama 6 pav.



6 pav. Konfokalinio mikroskopo principinė schema.

Lęšiu (objektyvu) žadinimo šviesa (pvz. lazeris) yra sufokusuojama į tašką bandinio plokštumoje. Šviesa iš sužadinto taško patenka į tą patį objektyvą ir per jį patenka į spektrometrą. Į spektrometrą patenkanti šviesa praeina pro apertūrą. Šviesa, kuri išeina iš taško nepriklausančio bandinio plokštumai, praėjusi pro lešį, per apertūrą nepraeis, nes ties apertūros plokštuma ji jau bus išfokusuota. Dėl šio pašalinės šviesos (fono) išfiltravimo, konfokaliniame mikroskope smarkiai pagerėja skyra. Be to, keičiant plokštumą į kurią yra sufokusuota sistema, galima atlikti matavimus į bandinio gylį. Kadangi vaizdas sukuriamas skenuojant bandinį taškas po taško, galima nuosekliai nagrinėti FL erdvinį pasiskirstymą [31, 32].

Realioje sistemoje sufokusavimas į tašką yra ribojamas difrakcijos sąlygos, todėl tikrame konfokaliniame mikroskope niekada nebus sužadinamas tiksliai vienas taškas. Taigi, difrakcijos sąlyga tiesiogiai įtakos konfokalinio mikroskopo skiriamąją gebą. Todėl mažiausiam išskiriamam atstumui tarp dviejų taškų įtakos turės tiek žadinimo bangos ilgis, tiek paties bandinio FL bangos ilgis. Iš instrumentinės pusės, skiriamoji geba labiausiai priklauso nuo skaitinės

apertūros (NA). Mažiausias išskiriamas atstumas tarp dviejų taškų XY plokštumoje gali būti laikomas [32]

$$d_{xy} \approx 0.4\frac{\lambda}{NA}, \tag{2}$$

o tuo tarpu z plokštumoje („į gylį"):

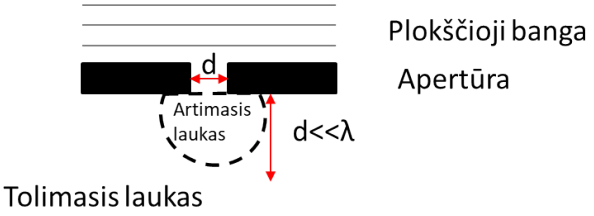
$$d_z \approx 1.4\frac{\lambda n}{NA^2} \tag{3}$$

Čia - $NA = n\sin\theta$, kur n yra terpės tarp bandinio ir objektyvo lūžio rodiklis, λ - šviesos bangos ilgis, o θ yra pusė lęšio matymo kampo. Priklausomai nuo eksperimento sąlygų, konfokalinis mikroskopas gali gauti iki 1.4 karto geresnę optinę skyrą negu standartinis plataus lauko optinis mikroskopas [31, 32].

Šiame darbe naudotame WITec Alpha 300 S konfokaliniame mikroskope, matavimai atlikti su maždaug 220 nm skyra paviršiaus plokštumoje ir 1.5 μm skiramąja geba kryptimi statmena paviršiui.

2.4 SNOM metodika

SNOM (lt. skenuojanti artimojo lauko mikroskopija, angl. *scanning near-field optical microscopy*) - tai viena iš kontaktinės mikroskopijos rūšių. Optiniame mikroskope difrakcijos riba yra pagrindinis trukdis siekiant gauti aukštesnės skyros vaizdą. Difrakcijos ribos poveikį skyrai sumažinti galima pasinaudojus artimojo lauko šviesa. Būtent SNOM ir pasinaudoja šiuo lauku. Tokio mikroskopo idėja yra paremta šviesos sklidimu per apertūrą, kurios skersmuo yra mažesnis negu bangos ilgis. Ši idėja schematiškai pavaizduota 7 pav.



7 pav. Plokščiosios bangos transformacija į gęstančią praėjus pro mažesnio nei bangos ilgis skersmens apertūrą.

Bangą aprašantis banginis vektorius $k = 2\pi/\lambda$ gali būti išreikštas kaip

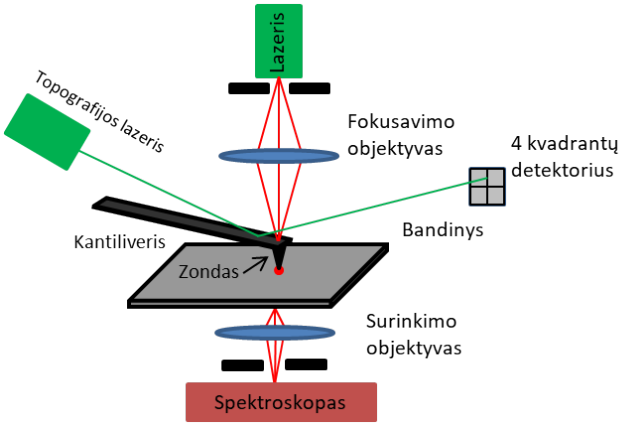
$$k^2 = k_s^2 + k_i^2, \tag{4}$$

kur k_s ir k_i - skersinė ir išilginė k dedamosios. Tarus, kad skersinis elektrinis laukas yra visiškai apribotas apertūros, skersinė dedamoji yra $k_s = j(\pi/d)$, kur $j = 1, 2...$ Todėl, parinkus tam tikrą labai mažą $d << \lambda$, gali galioti ši sąlyga:

$$k_s = \frac{\pi}{d} > k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (5)$$

Jei 5 nelygybę palyginus su 4 formule, akivaizdu, kad, siekiant išpildyti abi sąlygas, k_i turi būti menamas. Menamas banginis vektorius atitinka slopstančią bangą. Iš to seka, kad pastačius bandinį arti siauros (iš principo - suliečiant su bandiniu) apertūros, galima sužadinti bandinio plotelį, kuris yra mažesnis negu krentančios bangos ilgis ir priklausys nuo apertūros skersmens. Judinant tokią apertūrą palei bandinio paviršių, galima atlikti itin aukštos erdvinės skyros liuminescencijos matavimus [32].

SNOM metodas tinkamas taikyti daugybėje skirtingų rėžimų, tačiau šiame darbe naudota mikroskopo principinė schema pavaizduota 8 pav. Lazerio šviesa objektyvu sufokusuojama į prie specialios alkūnės (kantiliverio) pritvirtintą apertūrą (zondą). Kantiliverio judėjimas kontroliuojamas pjezoelektriniu elementu. Po zondu sužadinamas jo apertūros matmenų plotelis, o šviesa surenkama su po bandiniu esančiu surinkimo objektyvu.



8 pav. Šiame darbe naudoto SNOM mikroskopo principinė schema.

Įdomu tai, kad kartu su liuminescencijos matavimu SNOM mikroskopas gali tuo pačiu metu atlikti ir paviršiaus topografijos matavimą. Kadangi zondas, iš principo, yra „kontakte" (t.y. prispaustas prie paviršiaus <1 nm atstumu), zondas bus prisitrauktas prie paviršiaus ir veiks kaip atominės jėgos mikroskopas. Jei skenuojant bus pasiekta duobė - zondas nusileis (dėl Van der Valso (*Van der Waals*) ir kitų traukos jėgų) arba, pasiekus iškilimą, bus nustumtas (dėl artiveikių stūmos jėgų). Registruojant šį zondo ir, kartu, kantiliverio judėjimą, galima atkurti paviršiaus topografiją. Tai daroma papildomu lazeriu šviečiant į kantiliverį ir registruojant atspindžio pokytį 4 kvadrantų detektoriumi (8 pav.) Šiame darbe naudoti zondai turėjo 100 nm skersmenį.

2.5 Poliarizacijos laipsnis

Charakterizuoti poliarizuotai spinduliuotei dažnai naudojama poliarizacijos laipsnio koncepcija. Jis apibrėžiamas kaip

$$V = \frac{I_p}{I_p + I_n}, \tag{6}$$

kur I_p ir I_n atitinka šviesos srautus poliarizuotai ir nepoliarizuotai („natūralia") šviesai. Kai dirbama su dalinai poliarizuotais šviesos šaltiniais, dažnai patogu poliarizacijos laipsnį apsibrėžti kitaip. Jei poliarizuota šviesa krenta ant analizatoriaus, kuris gali nustatyti tam tikros poliarizacijos intensyvumą, tuomet šį analizatorių sukant galima surasti tam tikrą kryptį kurioje šviesos srautas bus maksimalus (I_{max}). Tuomet, statmenai pirmajam matavimui pasukus analizatorių bus gaunamas minimalus šviesos srautas I_{min}. Kadangi poliarizuotas šviesos srautas tuomet gali būti išreikštas kaip $I_p = I_{max} - I_{min}$, tai

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \tag{7}$$

Svarbu pažymėti, kad poliarizacijos laipsnis yra srauto savybė ir nuo paties analizatoriaus niekaip neturi priklausyti [33].

2.6 Fabri-Pero interferencija

Šiame darbe nanovielose stebėta šviesos interferencija. Ji buvo tirta remiantis Fabri-Pero interferencijos modeliu, kurio aprašymas pateikiamas šiame skyrelyje. Daugiaspindulinis Fabri-Pero interferometras pirmą kartą buvo sukurtas Čarlio Fabri (*Charles Fabry*) ir Alfredo Pero (*Alfred Perot*) 19 amžiaus pabaigoje. Šiais laikais tai ne tik itin aukštą skiriamąją gebą turintis spektroskopinis įrenginys, tačiau ir pagrindinis lazeriuose naudojamas rezonatorius. Šio įrenginio pagrindą sudaro du atstumu d atskirti smarkiai atspindintys paviršiai. Tokį rezonatorių apšvietus (sužadinus), tarkime lazeriu, tarp dviejų paviršių susidarys sąlygos patekusiai šviesai daugybę kartų atsispindėti. Tokiu būdu, tarp dviejų rezonatoriaus veidrodžių susidarys stovinti banga, kuri priklausys nuo d. Taigi, ši schema veiks tokiems bangos ilgiams, kuriems erdvę d bus galima užpildyti sveiku pusbangių skaičiumi. Šis teiginys išplaukia iš sąlygos, kad ties kiekvienu veidrodžiu turi būti stovinčios bangos mazgas, o tai įmanoma tik tada kai d yra $\frac{\lambda}{2}$ kartotinis (jei tarp plokštelių ne vakuumas, tuomet reikia atsižvelgti į lūžio rodiklį n: $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$) [33]:

$$m = \frac{d}{\lambda/2}, \tag{8}$$

kur $m = 1, 2...$ Kadangi šiame darbe tirti bandiniai turi GaN šerdį ($n \sim 2.5$ regimajai šviesai), todėl riboje GaN-oras smarkiai pasireiškia visiškasis vidaus atspindys. Taigi, GaN sie-

nelės veikia kaip rezonatoriaus veidrodžiai. Tokioje matavimo konfiguracijoje gali pasireikšti Fabri-Pero interferencija. GaN lūžio rodiklio įvertinimui pasitelkiamos Zelmejerio (*Sellmeier*) formulės [34]:

$$n^2 = 1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_a^2} + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_b^2} \tag{9}$$

Čia $A, B, \lambda_a, \lambda_b$ - Zelmejerio funkcijos parametrai.

2.7 Spalvinės koordinatės

Darbe tirtos nanovielos potencialiai galėtų būti naudojamos apšvietimo technologijose. Jų spalvinės savybės buvo nustatytos pagal šiame skyrelyje pateiktą modelį. Žmogaus spalvų suvokimas - tai sudėtingas psichologinis, fiziologinis procesas, kurio pilnas charakterizavimas negali būti atliktas vien tik nustatant tam tikras krintančios šviesos savybes. Jis kyla iš mūsų šviesos receptorių esančių akyje - kugelių bei stiebelių - dirginimo, receptorių fiksuojamos informacijos apdorojimo ir kitų procesų. Visgi, kolorimetrijos mokslas vysto fizikinius modelius, kurie leidžia apytiksliai (skaitiškai) aprašyti spalvą remiantis spinduliuotės spektru [35, 36].

Spalvos suvokimo procesas stipriai skiriasi nuo, pavyzdžiui, garso suvokimo. Nors tam tikro vieno dažnio (monochromatinei) regimajai šviesai žmogaus akis gali vienareikšmiškai priskirti vieną ar kitą spalvą, tačiau platesnio spektrinio ruožo šviesa nebus suvokiama kaip atskirų dažnių darinys. Toks daugelio dažnių (spalvų) mišinys atitiks vieną suminę spalvą žmogaus suvokime. Tos pačios spalvos pojūtį sukurti įmanoma be galo daug būdų maišant įvairių dažnių šviesą. Būtent šia savybe pasinaudojama skaitiškai įvertinant spalvas [35, 36].

Nors ir nėra vienos griežtos spalvas aprašančios sistemos, plačiausiai naudojama Tarpautinės apšvietimo komisijos (CIE) pasiūlyta sistema. Žmogaus šviesos kūgelių jautrumą ji apibrėžia per tris spalvų atitikties funkcijas ($\tilde{x}(\lambda)$,$\tilde{y}(\lambda)$,$\tilde{z}(\lambda)$) 9 pav.

Remiantis spalvinės atitikties funkcijomis, išreiškiami triveiksmiai sandai (X, Y, Z), kuriais remiantis galima aprašyti spalvinę veiką (C):

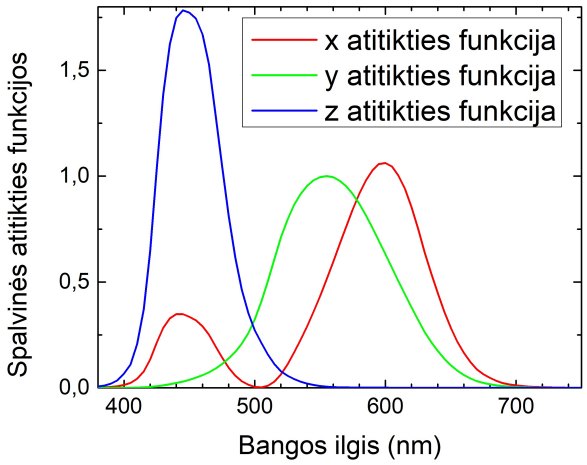
$$C(C) = X[X] + Y[Y] + Z[Z]. \tag{10}$$

Čia $X = \int \bar{x}(\lambda)S(\lambda)d\lambda$, $Y = \int \bar{y}(\lambda)S(\lambda)d\lambda$, $Z = \int \bar{z}(\lambda)S(\lambda)d\lambda$ vertes nusako aprašomo šviesos spektro $S(\lambda)$ ir spalvinių atitikties funkcijų persiklojimo integralas

Sunormavus šias reikšmes gaunamos spalvinės koordinatės:

$$x = \frac{X}{X+Y+Z}, \qquad y = \frac{Y}{X+Y+Z}, \qquad z = \frac{Z}{X+Y+Z} = 1 - x - y. \tag{11}$$

Trečioji koordinatė nėra nepriklausoma - gali būti išreikšta per pirmas dvi. Dėl šios priežasties spalvines koordinates galima atidėti dvimatėje spalvų erdvėje, kurioje kiekvienas taškas

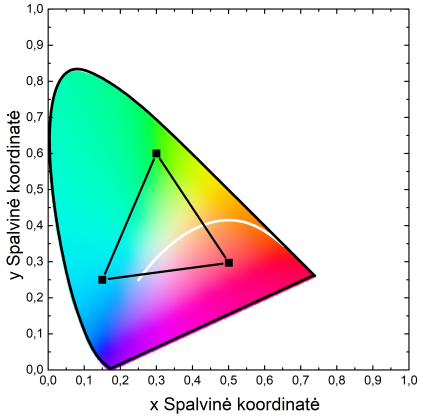


9 pav. CIE(1931) spalvinės atitikties funkcijos.

atitiks tam tikrą monochromatinę spalvą (10 pav.)

Maišant n skirtingų šviesos komponenčių, kurių intensyvumai Φ_i, o spalvinės koordinatės x_i, y_i gaunamos bendros šviesos šaltinio koordinatės:

$$x = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i \Phi_i}{\sum_{i=1}^{n} \Phi_i}, \qquad y = \frac{\sum_{i=1}^{n} y_i \Phi_i}{\sum_{i=1}^{n} \Phi_i}. \tag{12}$$



10 pav. CIE(1931) spalvinė diagrama. Balta punktyrinė linija žymi Planko juostą, kuri atitinka absoliučiai juodo kūno spinduliuotę. Taškai atitinka trijų šviesos šaltinių spalvines koordinates, o trikampis, kurį apriboja šie taškai - spalvos, kurias įmanoma išgauti keičiant šių trijų šviesos šaltinių tarpusavio intensyvumus.

Turint du šaltinius ir keičiant jų intensyvmą, galima gauti visas spalvas, kurios 10 pav. diagramoje atitinka jų spalvines koordinates jungiančius taškus. Jei turimi trys ar daugiau šaltinių, tuomet įmanoma gauti visas spalvas esančias daugiakampyje, kurio viršūnės - šių šaltinių spalvinės koordinatės. 10 pav. matomas baltas lankas - atitinka Planko juostą - absoliučiai juodo kūno spinduliuotę tam tikroje temperatūroje. Tokia spinduliuotė laikoma

baltos šviesos šaltiniu, todėl bendro apšvietimo taikymams, svarbu kurti technologijas, kurių generuojama šviesa galėtų apimti šią juostą [35, 36].

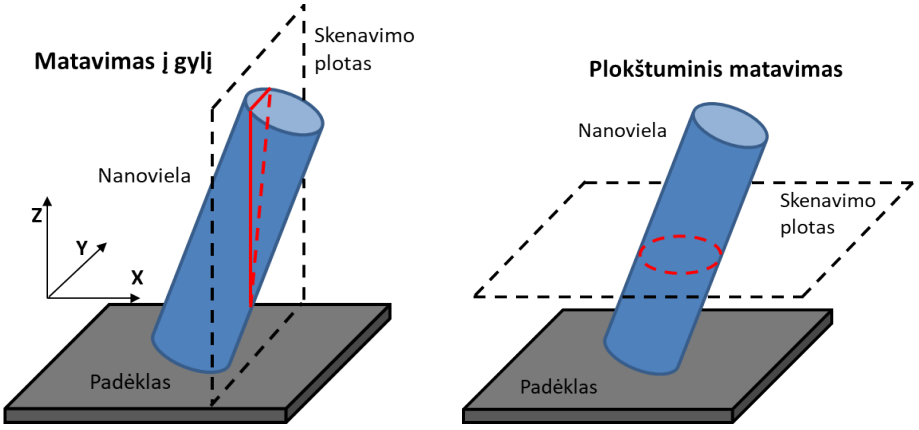
3 Rezultatai ir jų aptarimas

3.1 Vienpakopės nanovielos

Vienpakopės nanovielos, kurių auginimo ypatumai aprašyti skyrelyje 2.1, buvo tirtos konfokaliniu mikroskopu. Žadinant jas 405 nm bangos ilgio šviesa iš lazerinio diodo, buvo stebima fotoliuminescencija (FL). Šviesa buvo surenkama 10× arba 100× objektyvais, o lazerinei spinduliuotei išfiltruoti naudotas 420 nm filtras. Surinkta šviesa šviesolaidžiu buvo perduodama į spektroskopą. Šiame skyrelyje pateikiami šių matavimų rezultatai.

3.1.1 Fotoliuminescencijos ypatumai

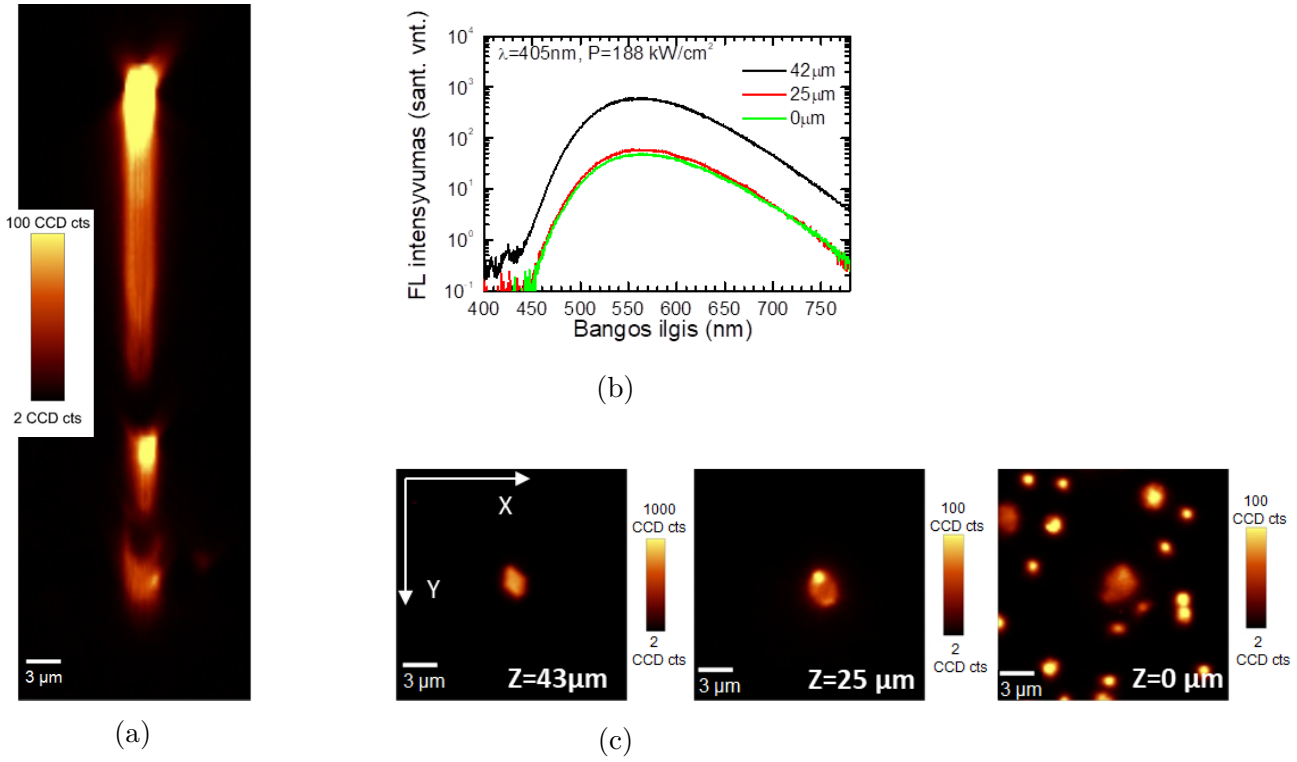
Atsitiktinai pasirinktos ant padėklo stovinčios vielos iš kiekvieno bandinio buvo tirtos FL matavimais į gylį arba plokštumoje, kaip parodyta 11 pav. Reikia pastebėti, kad vielos nebūtinai tiksliai orientuotos statmenai padėklui. Be to, šviesa ateinanti iš vielos pagrindo gali netekti intensyvumo praeidama per vielos ilgį dėl sugerties ar sklaidos. Tai reiškia, kad matavimai į gylį yra mažiau informatyvūs, negu plokštumoje.



11 pav. Nanovielų FL matavimo būdai šiame darbe. Juoda punktyrinė linija rodo numatomą skenavimo plotą, o raudona - plotą, kur ši skenavimo plokštuma kerta nanovielą.

Nanovielos be kvantinių lakštų matavimo rezultatai pavaizduoti 12a pav. Statmenai padėklui stovinčios vielos fotoliuminescencijos spektras (viela žadinama iš viršaus) matomas tolygiai gęstantis nuo viršūnės. Surinkus šviesą skirtinguose aukščiuose nepastebėta žymių spektro pokyčių per vielos ilgį - stebėtas tik intensyvumo pokytis. Ties pagrindu (12a pav. apačia, 12c pav. z=0 μm) matyti atskiri šviečiantys taškai. Šios vielos emisijos spektras per visą ilgį buvo sudarytas iš vienos juostos, kurios piko padėtis maždaug ties 550 nm. (12b pav.)

Kadangi šioje vieloje nėra išaugintų InGaN kvantinių lakštų, ši emisija kyla iš GaN. Medžiagos draustinės juostos plotis ir emisijos piko padėtis apie 3.4 eV (apie 360 nm) [37], todėl tai nėra tarpjuostinės rekombinacijos sąlygota fotoliuminescencija, kuri negali būti sužadinama naudojamu 405 nm lazeriniu diodu. Piko padėtis ties 550 nm atitinka GaN defektų (geltonąją)



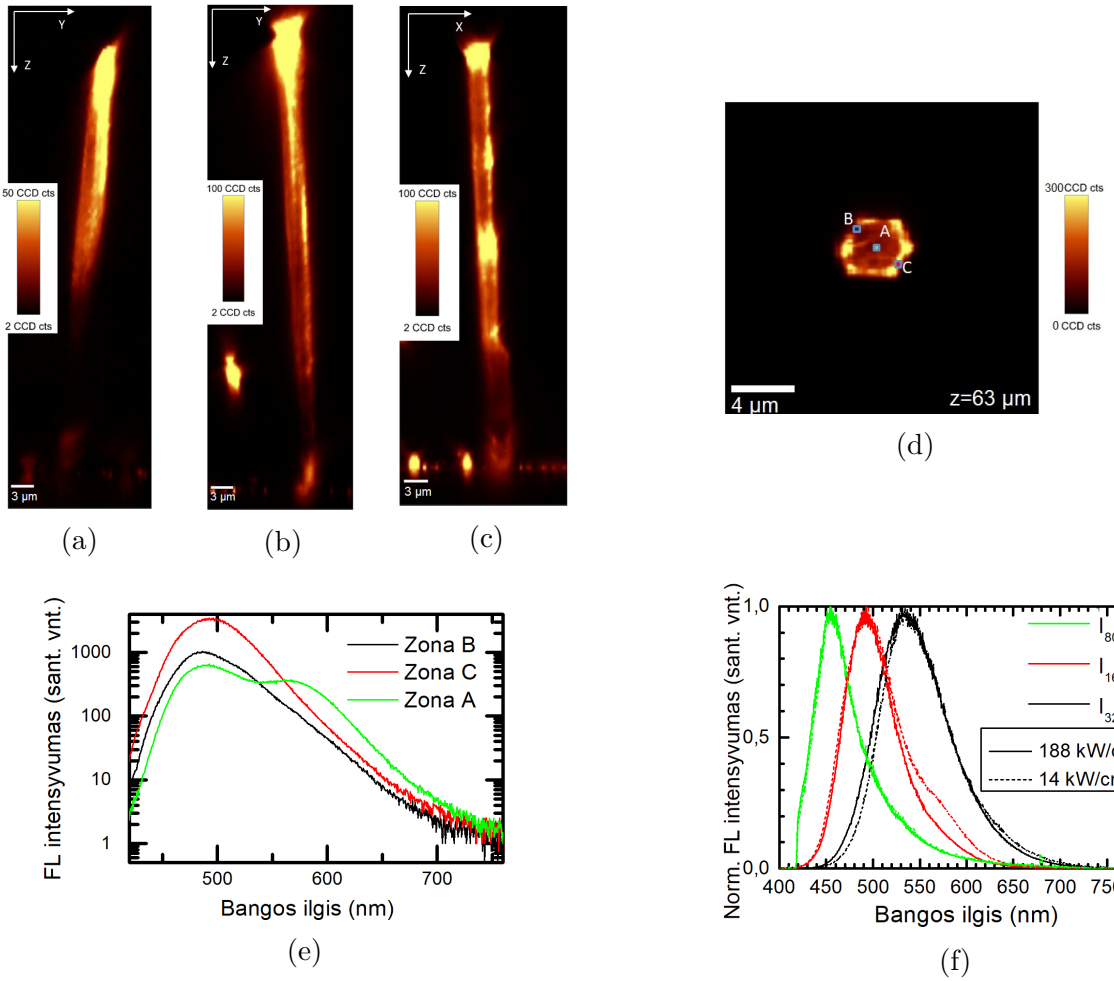
12 pav. GaN vielos be kvantinių lakštų FL erdvinis matavimas į gylį (a), integruotas FL spektras įvairiuose gyliuose (b) ir FL erdvinis pasiskirstymas įvairiuose gyliuose. $z = 0\mu m$ padėtis atitinka padėklo padėtį, a paveikslo apačioje.

juostą [38]. Ši viela atitinka šerdis kokios buvo naudojamos kvantinių lakštų auginimui, todėl šios geltonosios juostos galima tikėtis ir kituose bandiniuose.

Kaip jau minėta, kadangi viela nėra tiksliai statmena paviršiui, galima matyti tolygų intensyvumo mažejimą artėjant prie pagrindo. (12a, 12c pav.) Intensyvumas vėl padidėja keliose zonose - galimai dėl iš vielos išaugusios atšakos, gretimos trumpesnės vielos arba pačios vielos formos nepastovumo. Kita priežastis mažinanti intensyvumą, galėtų būti stipri gilius vielos sluoksnius sužadinančios šviesos sklaida, absorbcija ar reabsorbcija.

Ties vielos pagrindu (12c pav. z=0 μm) ant padėklo matyti daug šviečiančių taškų. Įvairių paviršinių struktūrų buvo matyt ir iš elektronų mikroskopo nuotraukos (4 pav.) Jų spektro forma ir padėtis sutampa su GaN geltonąja juosta (12b pav.) Kadangi tai neaukšti, tačiau identiškai šviečiantys taškai, laikome jog tai užsimezgusios, tačiau dėl neaiškių priežasčių neišaugusios nanovielos.

Stovinčių ant pagrindo vielų su kvantiniais lakštais FL matavimai į gylį pavaizduoti 13 pav. Visos prieš tai minėtos tendencijos stebimos ir šiuose bandiniuose. Čia taip pat matyti, kad dėl to jog viela yra pasvirusi kampu į paviršių, FL erdvinio pasiskirstymo paveiksluose ji išeina iš fokuso. Tai itin akivaizdu 13a pav. - vielos nebesimato jau ties vidurine jos dalimi. Priklausomai nuo to, kuri nanovielos dalis yra sufokusuota, tam tikrose 13 pav. dalyse (ypač 13c pav.) matyti ryškiai šviečiantys kraštai. Tai - emisija kylanti iš kvantinių lakštų užaugintų ant



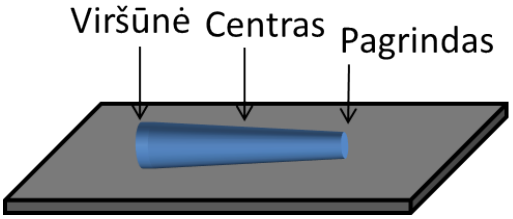
13 pav. Ant pagrindo stovinčios vielos su kvantiniais lakštais FL erdvinis matavimas į gylį (a-c). I_{80} viela vaizduojama a pav., I_{160} ir I_{320} - b ir c pav. FL erdvinis pasiskirstymas I_{160} vielos viršūnėje pateikiamas d pav. Iš d pav. pažymėtų taškų A-C paimti FL spektrai pavaizduoti e pav. Erdviškai integruotas ir normuotas FL spektras, fiksuotas prie dviejų žadinimo galių I_{80},I_{160},I_{320} vielų viršūnėse, pateikiamas f pav.

sienelių. FL intensyvumo pasiskirstymo matavimai pakartoti šioms vieloms taip pat rodo, jog didžiausio FL intensyvumo yra nanovielų kraštai. Tai galima matyti vienos iš vielų vieršūnėje gautame pasiskirstyme 13d pav., kur išorinio nanovielos sluoksnio (InGaN kvantinių lakštų) FL gerokai intensyvesnė už šerdies (GaN) FL. Kitose vielose, bei kituose aukščiuose atsikartoja analogiški 12c, 13d pav. rezultatai.

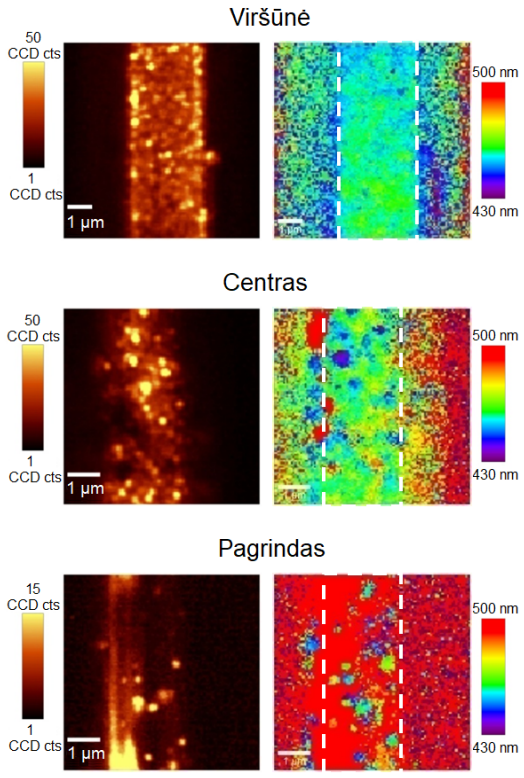
Įdomus rezultatas yra tai, jog sienelė šviečia ne tolygiai, bet su tam tikrais trūkiais ir emisija susideda iš tankiai, bet netolygiai išdėstytų taškų (13a-13d pav.). Tai leidžia numanyti, kad kvantiniai lakštai šiose vielose išaugę nehomogeniškai. Spektrai iš didesnio bei mažesnio FL intensyvumo taško sienelėje palyginami su nanovielos centro FL spektru 13e pav. Šiame paveiksle A zonos liuminescencija yra mažiausio intensyvumo, be to, GaN defektų juostos intensyvumas palyginamas InGaN kvantinių lakštų FL juostos intensyvumu. Zonoje B kvantinių lakštų FL juostos padėtis nepasikeičia, o intensyvumas padidėja. Zonoje C kvantinių lakštų FL intensyvumas žymiai didesnis, be to, stebimas FL spektro viršūnės poslinkis į ilgabangę pusę

(apie 10 nm). Galimi paaiškinimai yra tai, kad netolygiai augęs kvantinis lakštas tame taške yra storesnis arba auginimo metu toje zonoje įsiterpė daugiau In.

Kaip minėta, auginimo metu buvo tikimąsi suformuoti kvantinius lakštus ant nepolinių plokštumų. Žadinant tokią struktūrą skirtingu intensyvumu, FL piko padėtis pasislinkti neturi dėl nepasireiškiančio kvantinio suspraudimo Štarko efekto. Surenkant šviesą iš nanovielos viršaus 13f pav., buvo keičiamas žadinimo galios tankis per vieną eilę nuo 14 $\mathrm{kW/cm^2}$ iki 188 $\mathrm{kW/cm^2}$.



14 pav. Sutartiniai dalių paguldytoje nanovieloje žymėjimai.



15 pav. FL intensyvumo (kairys stulpelis) ir FL viršūnės padėties (dešinys stulpelis) erdviniai pasiskirstymai nanovielos viršūnėje, centre ir ties pagrindu I_{80} vieloje.

Rezultatas 13f pav. parodo, jog piko padėtis ir forma visuose trijuose bandiniuose nepasikeitė, kas leidžia teigti, jog kvantiniai lakštai yra užaugę ant nepolinių plokštumų. Taip pat matyti, jog dėl didesnio auginimo metu paduodamo TMIn srauto, FL juosta slenka į raudonąją pusę. Bandinio su mažiausiu srautu auginimo metu InGaN FL juostos viršūnės padėtis ties 455 nm, tuo tarpu prie didesnių srautų augintų vielų FL intensyvumo pikai atitinkamai 490 nm ir 530 nm. Tai gali reikšti tikėtiną rezultatą, jog užauga kvantiniai lakštai, kuriuose didesnis In kiekis natūraliai pastumia InGaN/GaN FL spektrą į raudonąją pusę. Kita galimybė yra, jog didesnis TMIn kiekis pakeičia sąlygas auginimo metu, dėl to formuojami ne vienodo storio kvantiniai lakštai.

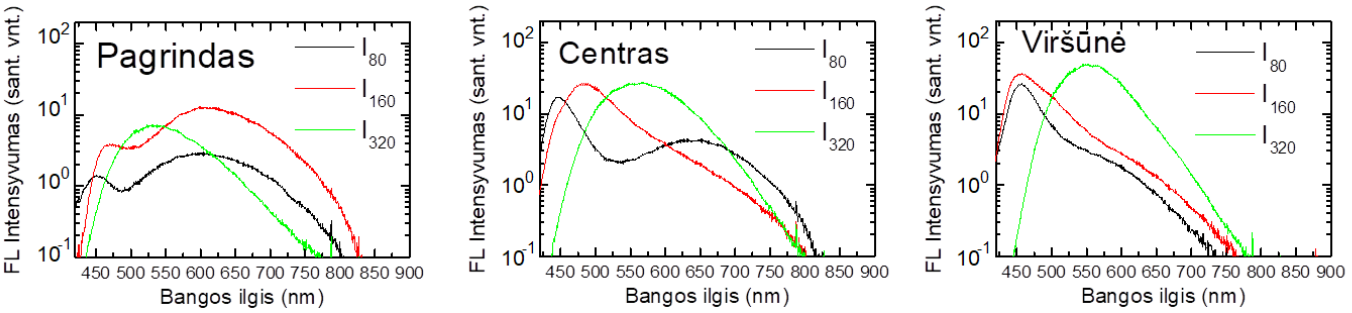
Dėl aptartų priežasčių, kurios matomos 12 ir 13 pav., statmenai padėklui stovinčios vielos nėra optimaliai tinkamos atlikti FL matavimus. Matavimai toliau buvo tęsti ant vielų, kurios buvo paguldytos and vienos iš šoninių briaunų. Tai atlikta mechaniškai perkeliant jas nuo Si padėklo ant plono stikliuko. 6x6 $\mu\mathrm{m}^2$ ploteliuose buvo matuojamas FL parametrų erdvinis pasiskirstymas iš viršūnės, centro bei pagrindo (14 pav.) šiose nanovielose. Nanovielos pagrindas visuomet stebėtas plonesnis negu viršūnė ar centras. Vienos iš vielų FL erdvinis pasiskirstymas minėtose plotuose pateikiamas 15 pav. Reikia pažymėti, jog konfokalinis mikroskopas čia sufokusuoja tik vieną iš nanovielos

briaunų, todėl ji gali priminti stačiakampę arba cilindrinę. Tačiau kaip matyti iš 4 ir 13d pav., vielos yra heksagono formos.

Visose vielos dalyse pavyko išskirti atskirus šviečiančius taškus, kurie yra intensyvesni už aplinkines vielos dalis. Jų FL spektras atitinka tikėtiną InGaN kvantinių lakštų spektrą. Šių taškų tankis didžiausias vielos viršuje ir mažiausias ties pagrindu, o jų pozicija (intensyvumas) koreliuoja su trumpesnio bangos ilgio emisija. (15 pav.)

Kadangi ties pagrindu (mažiausio taškų tankio zonoje) smarkiai dominuoja į raudoną pusę pasislinkusi maždaug 550 nm emisija, o viršutinėje vielos dalyje (didžiausio intensyvumo zonoje) taškų tankis didžiausias, galima teigti, kad InGaN kvantiniai lakštai ant šių vielų išaugo netolygiai. Tai dar kartą patvirtina teiginį minėtą aptariant 13d pav. Apatinėje dalyje matomi šviečiantys atskiri, nesusijungę taškai. Tuo tarpu viršutinėje - šie taškai yra arti vienas kito ir suformuoja beveik vientisą kvantinį lakštą. Panašus augimo pobūdis yra aprašytas literatūroje [39], kur buvo stebimi netolygiai užaugantys kvantiniai taškai, kurie vielos viršūnėje jungiasi ir pereina į tolydžius kvantinius lakštus. Netolygus auginimo metu į kamerą paduodamų SiH_4 ir TMIn dujų pasiskirstymas gali paaiškinti šių taškų koncentracijų skirtumus. Taškų dydžio pasakyti tiksliai iš šiame darbe atliktų matavimų neįmanoma, nes jis apribotas objektyvo skyros: galima tik nusakyti viršutinę ribą, kuri yra apie 200 nm.

Nanovielų FL spektrai šiose trijose zonose sudaryti iš 2 juostų: intensyvios bei siauros InGaN kvantinių lakštų juostos, kurios padėtis priklauso nuo TMIn srauto vielos auginimo metu, ir platesnės GaN geltonosios juostos. (16 pav.) Nors GaN geltonoji juosta visuose bandiniuose kiekvienoje zonoje pasirodo ties tuo pačiu bangos ilgiu, InGaN kvantinių lakštų FL spektro juostos viršūnės padėtis keičiasi.



16 pav. Erdviškai integruoti FL intensyvumo spektrai iš vielos pagrindo, centro ir viršūnės.

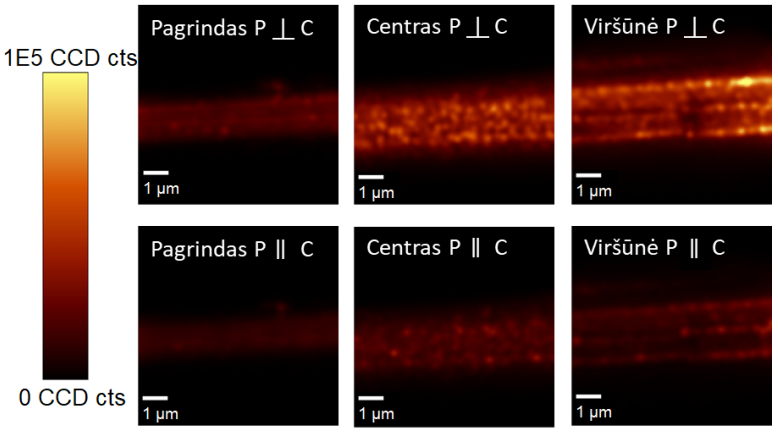
Prie mažiausio TMIn srauto užaugintos vielos pasižymėjo į mėlyną pusę pasislinkusia InGaN kvantinių lakštų FL juosta. Vielose augintose prie didžiausio TMIn srauto, InGaN kvantinių lakštų juosta yra pasislinkusi į raudoną pusę tiek, kad ji ir GaN defektų FL juostos persikloja. Iš visų trijų bandinių, pastarųjų FL viršūnės intensyvumas didžiausias ties centru ir pagrindu. Tačiau šis intensyvumo palyginimas nėra labai informatyvus - dėl didelio persiklojimo su GaN geltonąja juosta, kvantinių lakštų FL juosta yra paslėpta. Bendrai, intensyviausi FL spektrai registruoti ties visų vielų viršūnėmis, o mažiausiai intensyvūs - ties pagrindu. Tai gali būti

paaiškinta tuo, jog ties viršūne, kaip buvo aptarta pagal 15 pav., yra išaugę žymiai vientisiškesni kvantiniai lakštai, tuo tarpu ties pagrindu - jie sudaryti iš atskirų salelių. Nors GaN defektų FL juostos intensyvumas išlieka panašus, tačiau kvantinių lakštų FL juostos intensyvumas didėja artėjant link viršūnės - todėl stebimas ir bendras FL spektro intesyvumo augimas. Ties pagrindu, GaN geltonoji FL juosta yra intensyvesnė už trumpabangę ir smarkiai dominuoja.

3.1.2 Poliarizuota fotoliuminescencija

Ant nepolinių plokštumų išaugę kvantiniai lakštai turėtų pasižymėti poliarizuota FL. Šviesa, poliarizuota statmenai augimo krypčiai (c-krypčiai), tokio tipo bandiniuose būna stipresnė, negu šviesa, kuri yra poliarizuota lygiagrečiai jai. Šiame darbe toliau apie poliarizaciją bus kalbama kaip apie poliarizuotą statmenai arba lygiagrečiai c-krypčiai. Tirtuose bandiniuose galima tikėtis, jog GaN defektų FL juosta neturėtų būti poliarizuota. Šiems matavimams atlikti į mikroskopo sistemą įdedamas poliarizatorius, kuris leidžia išskirti vieną poliarizaciją prieš siųsdamas ją į spektroskopą.

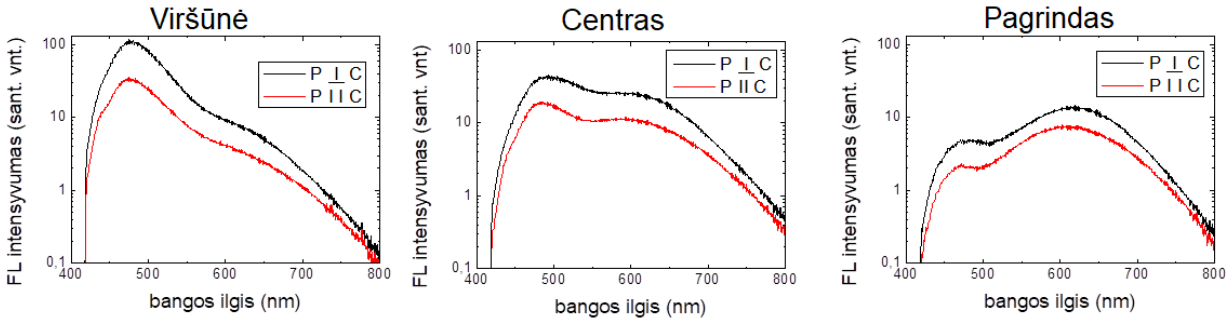
Poliarizuotos FL erdvinis pasiskirstymas vienos iš vielų viršūnėje, centre ir ties pagrindu vaizduojamas 17 pav. Kadangi FL tendencijos aprašytos praėjusiame skyrelyje išlieka tos pačios, vaizdesniam intensyvumo palyginimui naudojama viena skalė, dėl kurios šiek tiek suprastėja FL erdvinio pasiskirstymo kontrastas.



17 pav. Poliarizuotos FL intensyvumo erdvinis pasiskirstymas I_{180} nanovielos viršūnėje, centre ir ties pagrindu, kai poliarizatorius statmenas c krypčiai ($P \perp C$) ir kai poliarizatorius lygiagretus c krypčiai ($P \parallel C$).

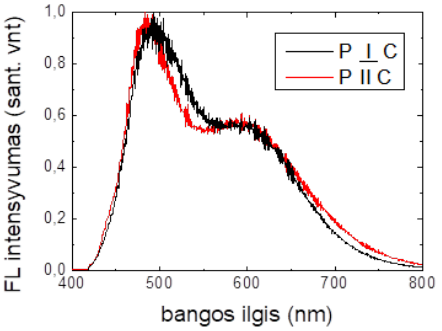
Matyti, jog kaip ir ankstesniu atveju, didžiausias FL intensyvumas stebėtas vielos viršūnėje, kurioje ryškūs taškai susijungia į vientisą, šviečiančią struktūrą. Tuo tarpu ties pagrindu, ryškių taškų beveik nematyti. Pakeitus surenkamos šviesos poliarizaciją, gerokai sumažėja FL intensyvumas viršūnėje: išnyksta bei nublanksta didžioji dalis ryškių taškų. Tačiau ties pagrindu FL intensyvumo pokytis nėra toks žymus. Tai atitinka anksčiau išsakytą teiginį, jog ryškių taškų FL atitinka kvantinių lakštų emisiją, nes ant nepolinių plokštumų užauginti kvantiniai lakštai turėtų šviesti poliarizuotai, o GaN defektų juosta - nepriklausyti nuo poliarizacijos. Kaip žinia,

pastaroji ir dominuoja ties pagrindu, kur priklausomybė nuo poliarizacijos mažiausia. Visų 17 pav. pavaizduotų dalių FL spektrų palyginimai pateikiami 18 pav.



18 pav. Erdviškai integruotas FL intensyvumas iš 17 pav. zonų, kai poliarizatorius statmenas c krypčiai ($P \perp C$) ir kai poliarizatorius lygiagretus c krypčiai ($P \parallel C$).

Kaip ir minėta, kvantinių lakštų FL juosta einant nuo pagrindo į viršūnę mažėja, o tuo tarpu GaN defektų juostos intensyvumas žymiai nesikeičia. Didžiausias FL intensyvumo pokytis pakeitus surenkamos šviesos poliarizaciją stebėtas viršūnėje (maždaug 3 kartais). Svarbu pastebėti, kad spektro padėtis taip pat nesikeičia - viršūnės padėtis abiejoms juostoms, abiejoms poliarizacijoms sutampa. Tai vaizdžiai matosi normuotame poliarizuotos FL spektre, kuris pateikiamas 19 pav. (pateikiamas tik 18 pav. vidurio normuotas spektras, nes kitais atvejais rezultatas analogiškas.)



19 pav. Sunormuotas 18 pav. pavaizduotas integruotas FL intensyvumo spektras iš nanovielos centro.

Iš 18 pav. pateiktų FL spektrų galima išskaičiuoti kiekvienos iš šių vielų poliarizacijos laipsnį. Tai atliekama pagal 2.5 skyrelyje pateiktą aprašymą. Gautos poliarizacijos laipsnio vertės iš erdviškai suvidurkinto FL spektro varijuoja maždaug nuo silpnos iki vidutinės poliarizacijos (0.2 - 0.6). Ties pagrindu poliarizacijos laipsnis nei vienoje iš tirtų vielų nebuvo didesnis už 0.3, o viršūnėje - visuomet didesnis už 0.4. Reikia pastebėti, jog erdviškai suvidurkintame FL spektre poliarizacijos laipsniui didelę įtaką daro GaN FL geltonoji juosta, kuri nėra poliarizuota. Todėl atskiruose, intensyviuose taškuose buvo aptiktas net ir 0.7 poliarizacijos laipsnis bei, atvirkščiai, mažesniose intensyvumo vietose poliarizacijos laipsnis tesiekdavo 0.1. Gautos poliarizacijos laipsnio vertės įvairioms vieloms vietos pateikiamos 1 lentelėje.

1 lentelė. Poliarizacijos laipsniai stebėti vienpakopėse nanovielose.

	I_{80}	I_{160}	I_{320}	Maks.	Min.
Viršūnė	0.33	0.49	0.46	0.68	0.26
Centras	0.36	0.39	0.34	0.67	0.22
Pagrindas	0.27	0.28	0.19	0.29	0.1

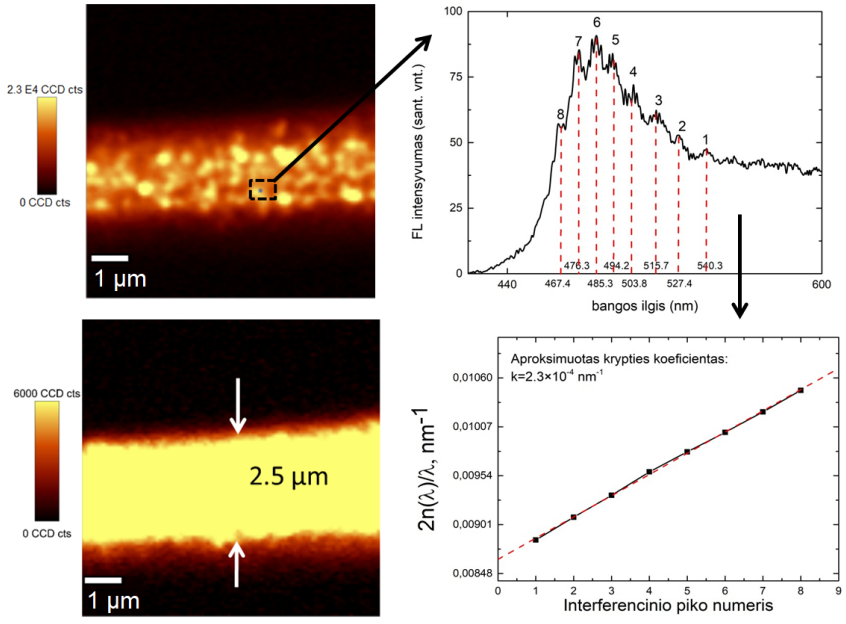
3.1.3 Šviesos interferencija nanovielose

Atskiruose taškuose, visose nanovielose, buvo galima stebėti spektrą su periodiškai pasikartojančiais pikais (20 pav.) Pagal 2.6 suformuluotą išdėstytą modelį, tai - Fabri-Pero interferencijos pikai. 9 formulėje antros eilės koeficientai (B, λ_b) šiuo atveju nenaudojami, nes jų naudojimas rezultatą keičia mažiau nei 1% tikslumu. GaN lūžio rodiklis įvertinimas pagal literatūroje [34] pateikiamus koeficientus (2 lentelė). Kadangi GaN šerdis yra išauginta c-kryptimi, jos lūžio rodiklis yra anizotropiškas. Naudojant poliarizatorių galima išskirti norimą šviesos kryptį ir pasirinkti reikiamus parametrus lūžio rodikliui įvertinti. Interferencijos pikai nustatomi iš spektro: to užtenka norint kokybiškai charakterizuoti interferenciją šiose nanovielose [40].

Apskaičiavus lūžio rodiklį ir nustačius interferuojančius bangos ilgius, pagal 8 formulę ant ordinačių ašies atidedamos $2\mathrm{n}(\lambda_0)/\lambda_0$ vertės (kur λ_0 - rezonuojantis bangos ilgis), o ant abscisių - piko numeris m. Gauta priklausomybė aproksimuojama tiese, kurios krypties koeficientas atitiks atvirkštinį atstumą tarp rezonatoriaus sienelių 1/d. Šis aproksimavimo procesas, vienam iš interferuojančių taškų parodytas 20 pav. Šiame pav. demonstruojamu atveju $\mathrm{l} \approx 4.4 \mu\mathrm{m}$. Toliau ši vertė kokybiškai palyginama su atstumu tarp priešingų sienelių vieloje.

2 lentelė. Zelmejerio funkcijos parametrai. $\mathrm{n_p}$ ir $\mathrm{n_n}$ atitinka paprastąjį ir nepaprastąjį spindulius [34].

	$\mathrm{n_p}$	$\mathrm{n_n}$
A	4.05	4.26
$\lambda_a(nm)$	203	202
Diapazonas (nm)	460-681	460-689



20 pav. Fabri-Pero rezonatoriaus ilgio įvertinimo procedūra nanovielose. FL intensyvumo erdviniame pasiskirstyme surandamas taškas, kurio FL spektre stebima interferencija. Tame FL spektre nustatomi intereferenciniai pikai ir atidedami atitinkami taškai $2n/\lambda$ priklausomybės nuo piko numerio m grafike. Aproksimavus atidėtus taškus tiese, tiesės krypties koeficientas atitinka atvirkštinį ilgį, kuris lyginamas su apytiksliai pagal briauną nustatomu atstumu tarp nanovielos sienelių.

Kaip minėta anksčiau, FL intensyvumo erdvinio pasiskirstymo paveiksle matoma tik viena iš šešių heksagoninių vielos sienelių. 20 pav. atveju briaunos plotis grubiai nustatomas taip: intensyvumo skalė yra parenkama, kad įsotintas vaizdas būtų tolygus ir toliau mažinant viršutinį intensyvumą nesikeistų. Tuomet šviesus plotas yra laikomas vielos briaunos pločiu. Šiuo atveju jis nustatomas 2.5 μm. Geometriškai galima parodyti, kad atstumas tarp priešingų šešiakampio sienelių yra $d = l\sqrt{3}$, kur l - briaunos plotis. Taigi, šioje nanovieloje tarp priešingų vielos sienelių yra $\approx 4.3\mu$m. Šis, apytiksliai įvertintas skaičius yra labai artimas tam, kuris buvo gautas iš aproksimacijos. Iš tikrųjų, kitose vielose bei tų vielų dalyse ši tendencija atsikartoja. (3 lentelė.) Todėl remiantis šiais rezultatais nanovieloje vyksta interferencija tarp priešingų šoninių sienelių.

3 lentelė. Vienpakopėse nanovielose apskaičiuoti Fabri-Pero rezonatoriaus ilgiai ir jų palyginimai su atstumu tarp nanovielos briaunų tose zonose.

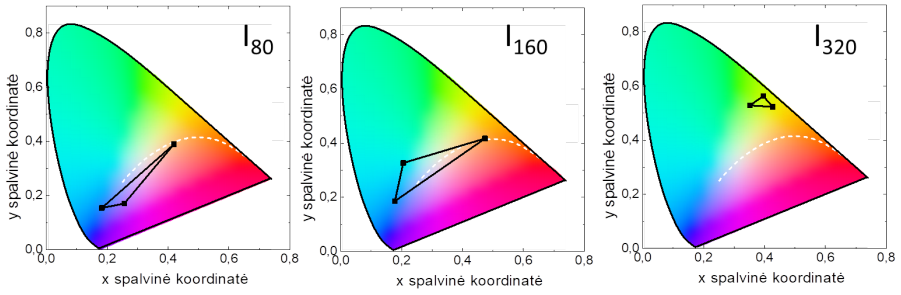
Vielos skersmuo (μm)	
Įvertintas	Apskaičiuotas
3.2	3.1
3.3	3.5
2.8	3.0
2.3	2.3
1.6	1.7
2.5	2.7
1.9	1.9

Kiti interferencijos modeliai, kurie buvo pritaikyti šioms nanovieloms (pvz. šnabždanti galerijos moda (angl. *whispering gallery mode*)) davė aproksimacijas, kurios neatitiko jokių vielos matmenų, todėl laikome, jog Fabri-Pero intereferencija yra dominuojanti šiose nanovielose.

3.1.4 Spalvinės koordinatės

Siekiant pritaikyti šias vielas šviesos šaltinių gamybai, svarbu tinkamai charakterizuoti jų spalvines savybes. Tai daroma pagal 2.7 skyrelyje išdėstytą metodiką atidedant spalvines koordinates CIE erdvėje.

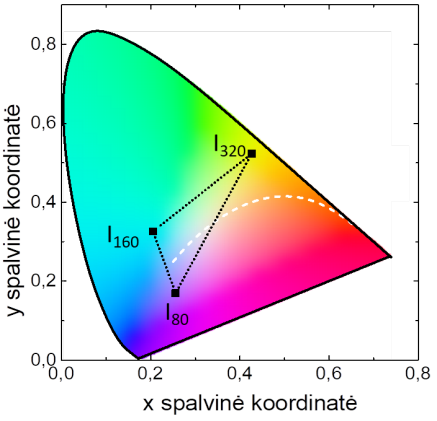
Spalvinės koordinatės buvo apskaičiuotos atskirose vielos dalyse pagal 16 pav. parodytus spektrus. Papildomai, buvo atliktas matavimas žadinant vielą 10x objektyvu. Pastaruoju atveju lazeris sužadina žymiai didesnį plotą, o šviesa surenkama (ir spalvinė koordinatė) iš viso vielos ilgio. Kombinuojant vienos vielos atskirų dalių spektrus, kurie pavaizduoti 16 pav., gaunamos trys spalvinės koordinatės, kurios kaip trikampis atidedamos CIE spalvinėje erdvėje. Šie rezultatai parodomi 21 pav.



21 pav. Vienpakopių nanovielų spalvinės koordinatės atidėtos CIE diagramoje. Kiekvienas taškas atitinka 16 pav. vaizduotų spektrų spalvines koordinates ties pagrindu (P), viršūne (V) ar centru (C).

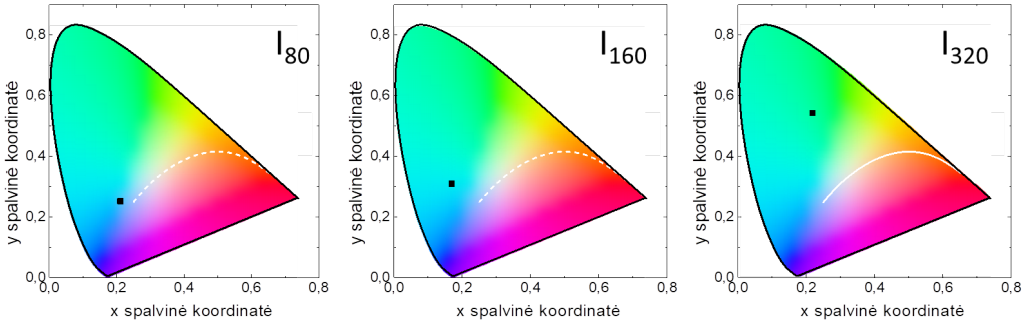
Kaip matyti, I_{80} ir I_{160} nanovielų viršūnės bei centro spalvinės koordinatės yra pasislinkusios į mėlynąją pusę, tuo tarpu pagrindo koordinatė - į geltoną. Tuo tarpu I_{320} nanovielose visos trys spalvinės koordinatės atitinka geltoną šviesą. Dėl šios priežasties, pirmieji du bandiniai CIE erdvėje apima plotą į kurį patenka ir Planko juosta. Tai reiškia, jog jie yra tinkami kaip baltos šviesos šaltiniai: maišant šviesą išeinančią iš skirtingų vielos dalių atitinkamais intensyvumo santykiais (kaip aprašyta 12 lygtyje) įmanoma gauti baltą šviestuką. Analogiškas rezultatas gautas ir tuomet, kai spalvinės koordinatės suskaičiuojamos pagal skirtingų vielų FL spektrus (22 pav.)

Reikia pastebėti, kad į geltoną pusę pasislinkęs taškas visuose bandiniuose kyla dėl plačios, ties 550 nm centruotos GaN geltonosios juostos, kuri dominuoja ties kiekvienos nanovielos pagrindu, kaip aprašyta 3.1.1 skyrelyje. Šios juostos kvantinis našumas prastas [41, 42], todėl tokia juosta paremti šviestukai nebūtų labai našūs, tačiau konkretus kvantinis našumas šio darbo metu nebuvo tirtas.



22 pav. CIE diagramoje atidėtos spalvinės koordinatės atitinkančios 16 pav. vaizduojamų spektrų centrus visoms vieloms.

Siekiant įvertinti spalvines koordinates minimizavus GaN defektų juostos įtaką, buvo atlikti matavimai 10x objektyvu, kai šviesa surenkama iš visos vielos, o ne jos zonų, ir sužadinamas gerokai didesnis plotas. Tuomet ryški InGaN kvantinių lakštų juosta nustelbia GaN defektų juostą. Kaip matyti iš 23 pav. I_{80} ir I_{160} vielų spektrai atitinka į mėlyną pusę pasislinkusias koordinates. Prie didžiausio TMIn srauto augintos vielos pasižymėjo spalvinėmis koordinatėmis kurios atitiko žalią spektrą. Šiuo atveju, visos spalvinės koordinatės atitinka taškus CIE erdvėje, kurie yra virš Planko juostos.



23 pav. CIE diagramoje atidėtos spalvinės koordinatės iš visos nanovielos erdviškai integruotų FL spektrų.

Reikia atkreipti dėmesį, kad nagrinėjant vielas 10x objektyvu matyti skirtumas tarp I_{320} nanovielų savybių 21, 22 ir 23 pav. Visos vielos spektro spalvinė koordinatė nebėra tokia geltona kaip kitais atvejais. Tai gali reikšti, jog išties žadinant 10× objektyvu, kai sufokusuojama į

didesnį tašką, geriau sužadinama kvantinių lakštų juosta. Taip pat įmanoma, jog mechaniškai perkeliant matuotas vielas nuo auginimo padėklo, jos lūžo ne ties pagrindu, o ties centru. Tačiau matavimas buvo kartotas keletui skirtingų vielų, todėl šis paaiškinimas mažai tikėtinas.

3.2 Daugiapakopės nanovielos

Daugiapakopės nanovielos, kurių unikalus užauginimo procesas pateiktas 2.2 skyrelyje, buvo tirtos konfokaliniu mikroskopu (vienpakopių nanovielų atvejui analogiška matavimo metodika). Be to, buvo atlikti SNOM matavimai, šiuo atveju šviesą surenkant fotodaugintuvu. Šis skyrelis apžvelgia atliktų matavimų rezultatus.

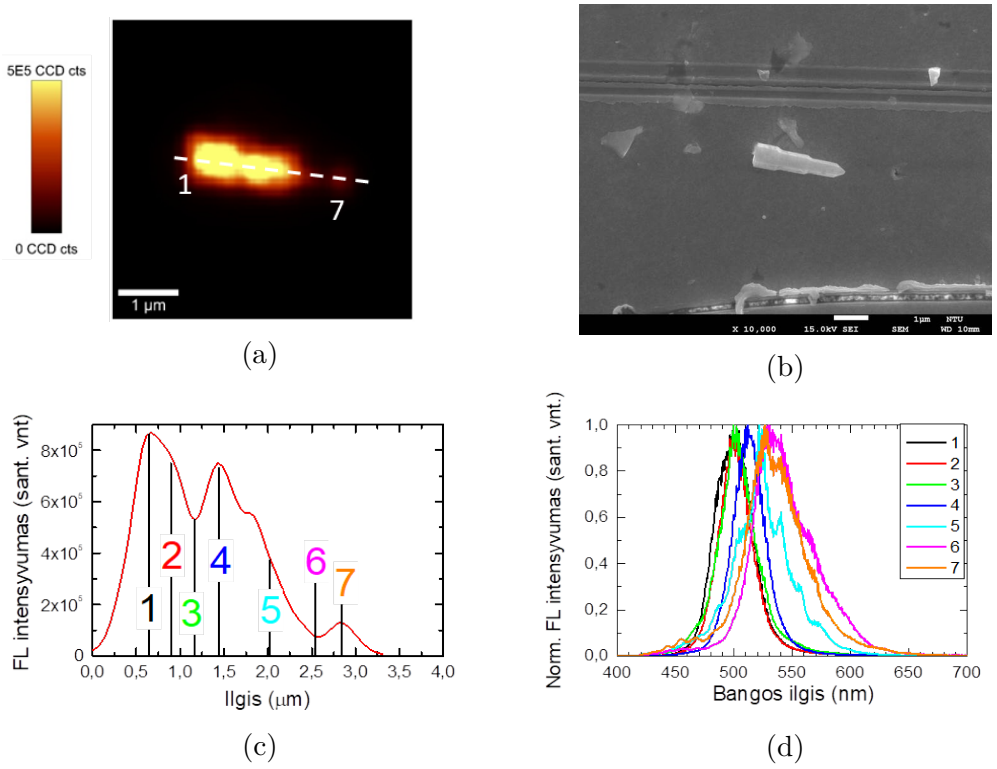
3.2.1 Fotoliuminescencijos ypatumai

Šiuo atveju, turimame bandinyje nanovielos jau iškart gulėjo ant šoninių sienelių todėl FL matavimai į gylį nebuvo atlikti. Tirtos nanovielos buvo išdėliotos ant safyro bei silicio padėklų. Kadangi jie atliko tik padėklų funkciją (vielos nebuvo augintos ant jų), mūsų tyrimo rezultatams tai įtakos neturėjo, todėl toliau bus apžvelgiamos tik ant silicio padėklų perkeltos vielos.

Šios vielos gerokai plonesnės už praeitame skyriuje nagrinėtas, todėl jau susitelkiama į visą vielą, o ne jos dalį. Vienos iš tripakopių vielų FL erdvinis pasiskirstymas, normuoti atskirų dalių FL spektrai, išilginis FL intensyvumo skerspjūvis kartu su skanuojančio elektronų mikroskopo (SEM) nuotrauka pateikiami 24 pav.

Šiuo atveju, spektras sudarytas iš vienos FL juostos, kuri kyla iš InGaN kvantinių lakštų užaugintų vieloje. Matyti, jog vielos FL erdvinio pasiskirstymo profilis (24a pav.) atkartoja SEM nuotraukoje (24b pav.) matomą vielos struktūrą. Taip pat, galima teigti jog FL intensyvumas mažėja plonesnėse nanovielos pakopose. Tai patvirtina ir vielos FL intensyvumo išilginis skerspjūvis (24c pav.), palei liniją parodytą 24a pav. Storesnioji vielos dalis (pažymėta 1) yra gerokai intensyvesnė už plonąją (pažymėta 7). Be to, iš 24c pav. galima išskirti pereinamąsias pakopų dalis tarp dviejų pakopų (3 ir 6), kurių FL intensyvumai yra žymiai mažesni negu greta esančių pakopų FL intensyvumai. Galima įžvelgti, jog plonesnėse (mažesnio skersmens) vielos dalyse FL spektro viršūnės padėtis yra pasislinkusi į raudonesnę pusę (24d pav.). Jeigu ties 24a pav. pavaizduota 1 zona FL viršūnės padėtis atitinka 500 nm, tai ties 7 zona FL piko padėtis jau ties 530 nm.

Į raudonąją pusę pasislinkęs FL spektras plonose nanovielų dalyse gali būti paaiškintas didesniu indžio kiekiu, kuris yra inkorporuojamas į gardelę. Mažesnio skerspjūvio ploto nanovieloje įtempiai yra labiau relaksuoti, todėl gali būti įterpiamas didesnis kiekis In. Be to, mažesnio skersmens nanoviela turės didesnius tarpus tarp gretimų nanovielų auginimo metu. Dėl šios priežasties, didesnis In kiekis gali patekti tarp vielų šoninių sienelių, kai auginama mažesnio skersmens nanovielos dalis. Tai reikš storesnius kvantinius lakštus ant šoninių sienelių, kuriuose yra inkorporuotas didesnis In kiekis [7].



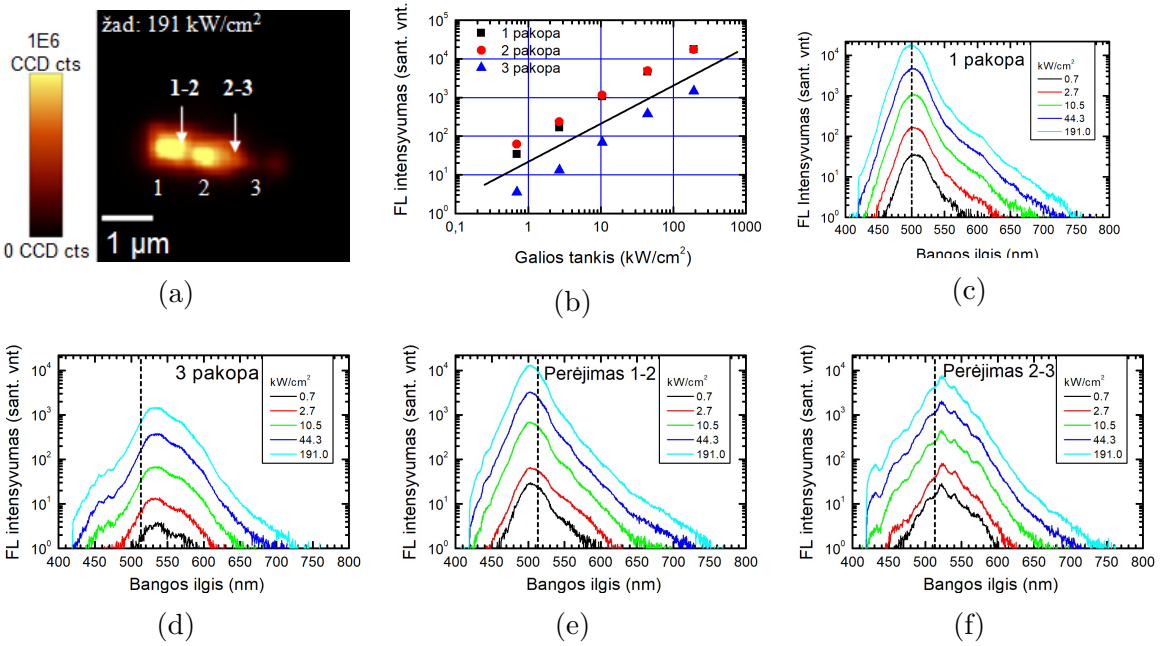
24 pav. Daugiapakopės nanovielos FL tyrimas. a pav. vaizduoja FL erdvinį pasiskirstymą. Punktyrine linija pavaizduotas išilginis vielos pjūvis. b pav. vaizduoja elektronų mikroskopu augintojų darytą nuotrauką 1μm skalėje. c pav. vaizduojamas FL intensyvumo skerspjūvis palei a pav. nubrėžtą liniją. d pav. vaizduoja normuotus FL spektrus iš 1-7 zonų a pav.

Mažesnis FL intensyvumas pereinamosiose zonose (24c pav. 3 ir 6) gali būti paaiškintas prastesnės kokybės kvantiniais lakštais, nes augimas vyksta ant pusiau polinių plokštumų. Be to FL intensyvumą pusiau polinėse plokštumose mažina ir kvantinio suspraudimo Štarko efektas, kuris mažina krūvininkų banginių funkcijų erdvinį persiklojimą.

Svarbu pažymėti, kad FL intensyvumas ne visada būdavo mažiausias ties vielos plonąja dalimi. Kai kuriose vielose buvo stebėti ryškūs taškai, išsiskiriantys iš aplinkinio fono. Taip gali atsitikti dėl tame taške stebimos padidėjusios ištrūkos ir stiprios interferencijos ir bus plačiau apžvelgta 3.2.3 skyrelyje.

Siekiant patikrinti ar kvantinius lakštus pavyko užauginti ant nepolinių plokštumų, buvo atlikta nanovielų FL parametrų priklausomybė nuo žadinimo intensyvumo. Šie rezultatai pateikiami 25 pav. Matavimai atlikti pakopose ir zonose, kurios pažymėtos 25a pav., o spektrai iš tų zonų atidėti **??** - 25f pav. Spektrai iš 2 zonos nepateikti, nes jie buvo panašūs į 1 pakopos FL spektrus.

Vaizdžiai matyti 25b pav., jog visose vielos pakopose didinant žadinimo intensyvumą, FL intensyvumas kito tiesiškai. Didinant žadinimo intensyvumą nuo 0.7 $\frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ iki 191 $\frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ stebėtas tik nedidelis (iki 5 nm) mėlynasis FL spektro viršūnės poslinkis (pirmoje ir antroje pakopose, **??** pav.). Tuo tarpu, trečioje pakopoje jokio viršūnės padėties pokyčio užfiksuota nebuvo. Šie rezultatai patvirtina, jog kvantinio suspraudimo Štarko efektas šiuose bandiniuose žymios įtakos



25 pav. FL intensyvumo ir viršūnės padėties priklausomybės nuo žadinimo galios įvairiose vielos pakopose tyrimas. a pav. rodo FL erdvinį pasiskirstymą ir sutartinę pakopų numeraciją. b pav. pateikiama integruoto FL intensyvumo priklausomybė nuo žadinimo galios tankio vielos pakopose. c-f paveikslai vaizduoja FL spektrus prie skirtingų žadinimo galių atskirose vielos pakopose ir tarp pakopų.

neturi ir kvantiniai lakštai užaugę daugiausia ant nepolinių plokštumų.

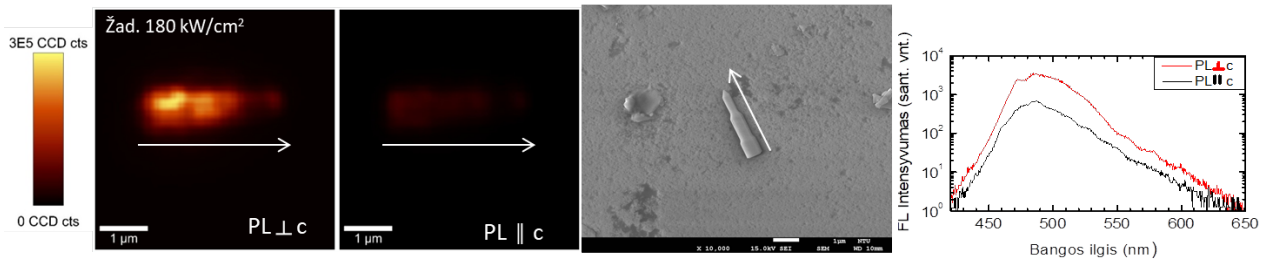
Kita vertus, buvo tikimąsi jog pereinamųjų zonų (1-2, 2-3, 25e pav ir 25f pav.) kvantiniai lakštai yra užaugę ant pusiau polinių plokštumų, todėl buvo tikėtąsi žymaus mėlynojo poslinkio. Nepaisant to, FL viršūnės padėtis 25e ir 25f pav. visai nesistūmė didinant žadinimo galią. Vienas iš galimų paaiškinimų yra tai, jog pereinamosios zonos yra mažesnės (100-200 nm) negu matavimams naudojamo objektyvo skyra (220 nm). Dėl šios priežasties pereinamosios pakopos nėra gerai išskiriamos ir jų FL spektrai persikloja su greta esančių pakopų spektrais.

3.2.2 Poliarizuota fotoliuminescencija

Ant nepolinių plokštumų išauginti kvantiniai lakštai, kaip ir vienpakopių vielų atveju, turėtų pasižymėti poliarizuota FL. Siekiant tuo įsitikinti buvo atlikti matavimai naudojant anksčiau naudotą konfokalinę matavimo schemą su poliarizatoriumi bei SNOM metodiką.

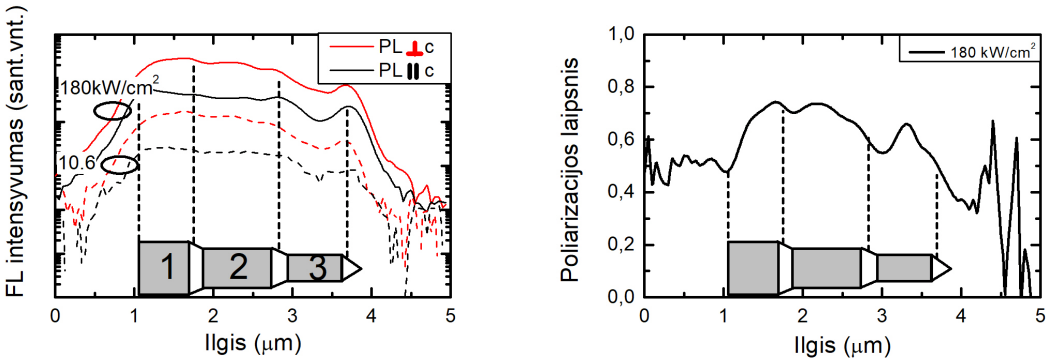
Erdvinis FL pasiskirstymas ir jį atitinkančios vielos SEM nuotrauka pateikiama 26 pav. Konfokalinio mikroskopo ir SEM atvejais vielos orientacijos skirtingos - padėklas buvo pasuktas, kad poliarizatorių būtų paprasčiau orientuoti statmenai c krypčiai.

Kaip ir galima tikėtis, poliarizatorių orientavus statmenai c krypčiai intensyvumas yra ženkliai didesnis negu tuo atveju, kai tai padaryta lygiagrečiai c krypčiai. FL intensyvumas skiriasi per maždaug vieną eilę, tačiau FL spektro forma žymiai nepriklauso nuo pakopos (26 pav. atveju matyti plačiausios pakopos spektras; kitoms pakopoms intensyvumas mažesnis, tačiau tendencijos - tos pačios.) Jokių didesnių nehomogeniškumų nematyti, o viela atkartoja 3.2.1 skyrelyje stebėtus FL dėsningumus: plačioji pakopa šviete ryškiau už plonesniąją.



26 pav. Iš kairęs į dešinę: Poliarizuotos FL erdvinis pasiskirstymas, kai šviesa poliarizuota statmenai c krypčiai ($P \perp C$); kai šviesa poliarizuota lygiagrečiai c krypčiai ($P \parallel C$); elektronų mikroskopu daryta vielos nuotrauka 1μm skalėje; Poliarizuotos FL intensyvumo erdviškai integruoti spektrai storiausioje pakopoje. Rodyklė rodo vielų orientacijos kryptį skirtinguose pav.

Sulyginus SEM nuotrauką su poliarizuotos FL intensyvumo pjūviu (analogiškai 24a pav.) įvertinta kaip FL intensyvumą įtakoja vielų matmenys. Iš šių poliarizuotų FL spektrų pjūvių suskaičiuotas poliarizacijos laipsnis. Šie rezultatai pateikiami 27 pav. Matyti, jog didžiausias poliarizacijos laipsnis (iki 0.74) yra ties plačiąja vielos pakopa, o mažiausias - ties viršūne (27b pav.) Be to, pereinamosios vielų dalys pasižymi mažiau poliarizuota FL. Šis rezultatas nepriklauso nuo žadinimo galios (27a pav.)

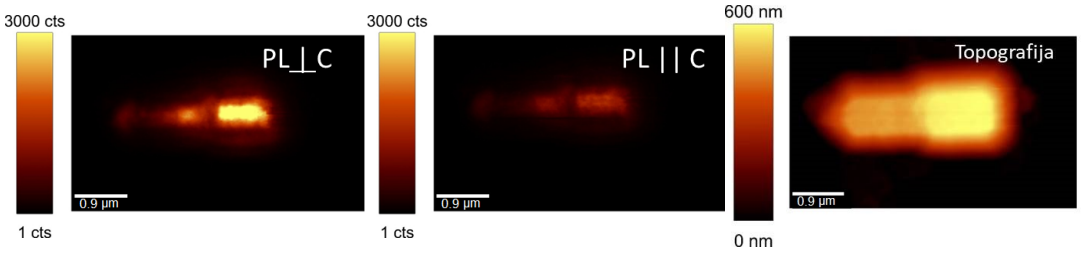


(a) (b)

27 pav. Poliarizuotos FL intensyvumo (a) ir poliarizacijos laipsnio (b) išilginiai pjūviaivieloje. Pjūviai atlikti 26 pav. pateiktai vielai. FL intensyvumo pjūvis pateiktas prie dviejų skirtingų žadinimo galių.

Siekiant tiksliau susieti poliarizacijos laipsnio matavimus su vielos matmenimis buvo atlikti SNOM matavimai. Svarbu paminėti, jog šiuos bandinius išmatuoti SNOM metodika yra sudėtinga. Vielos prie padėklo nėra pritvirtintos, todėl jas laiko tik Van der Valso jėgos. Kontaktinėje mikroskopijoje, zondo prispaudimo jėga prie paviršiaus yra palyginama su Van der Valso sąveika [31, 32]. Todėl nanovielos, gali būti nustumtos matavimo metu arba prikibti prie paties zondo. Šį matavimą pavyko atlikti (nenustumiant nanovielos) tik vieną kartą, su nanoviela, kuri turėjo tik dvi pakopas. Dėl mažo intensyvumo naudojant SNOM zondą, naudotas fotodaugintuvas, kuris spektriškai integruoja FL signalą. SNOM matavimo rezultatai pateikiami 28 pav. Šie matavimai leidžia tiksliai susieti FL intensyvumo erdvinį pasiskirstymą ir

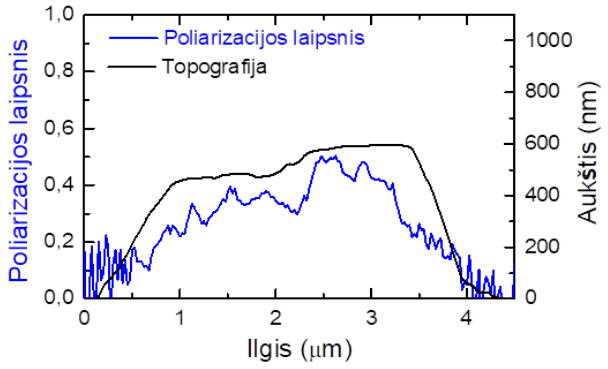
nanovielos paviršiaus topografiją, nes šie duomenys gaunami tuo pačiu metu.



(a) (b)

28 pav. SNOM metodika atlikti poliarizuotos FL intensyvumo (a) ir topografijos (b) matavimai. $P \perp C$ bei $P \parallel C$ žymi šviesos poliarizaciją statmenai ir lygiagrečiai c krypčiai.

28a pav. ir 28b pav. dar kartą parodo, jog intensyvumas gerokai sumažėja tarp pakopų. Plačiosios pakopos FL intensyvumas buvo didžiausias, tuo tarpu plonesnioje pakopoje FL intensyvumu išsiskyrė tik centrinė jos dalis. Atlikus išilginį pjūvį 28 pav. pateiktiems pasiskirstymams, FL intensyvumas vaizdžiai sulyginamas su paviršiaus topografija 29 pav.



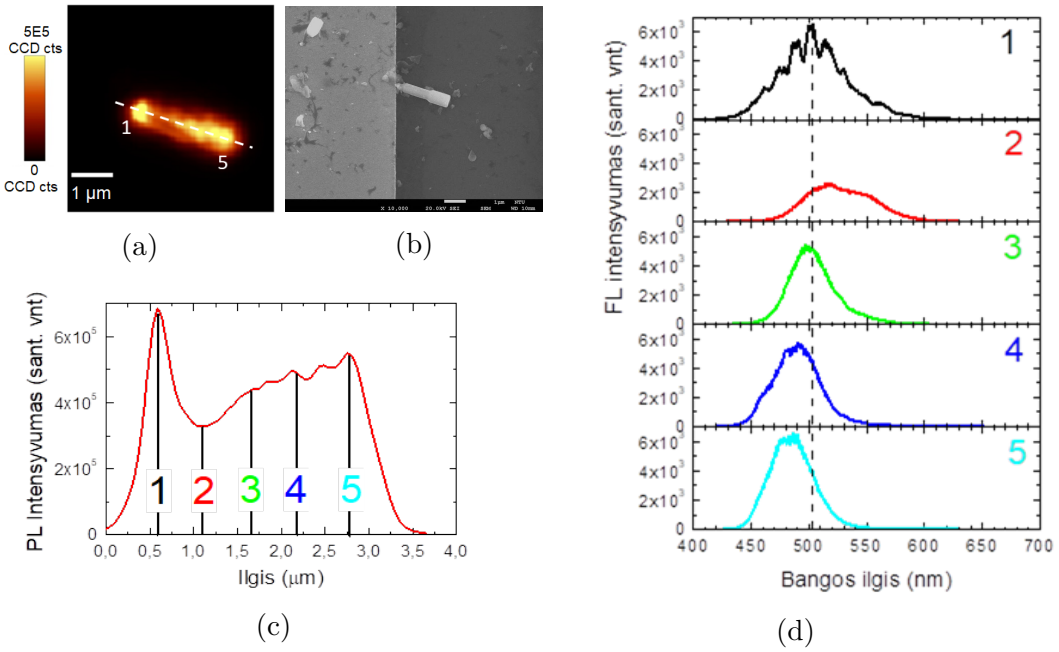
29 pav. Poliarizacijos laipsnis suskaičiuotas iš 28a pav. išilginių FL intensyvumo pjūvių ir prilygtinas su 28b pav. topografijos pjūviu.

Akivaizdu, kad topografijos kitimo vietose (viršūnė, pagrindas, pereinamoji zona tarp pakopų) poliarizacijos laipsnis yra mažiausias. Be to, matyti, jog platesnioji pakopa yra labiau poliarizuota negu plonesnioji. Šie rezultatai sutampa su 26 pav. rezultatais, tačiau šiuo atveju topografija yra tiesiogiai susieta intensyvumo skirstiniu. Reikia pastebėti, kad SNOM mikroskopu gautas poliarizacijos laipsnis yra mažesnis negu tas (maks. apie 0.5), kurį pavyko gauti konfokalinio mikroskopo matavimais (maks. apie 0.7). Tai gali būti paaiškinta tuo, jog SNOM atveju buvo išmatuota vos viena viela, todėl tai neleidžia daryti apibendrintos išvados apie tikslias vertes.

3.2.3 Šviesos interferencija nanovielose

Kaip užsiminta anksčiau 3.2.1 skyrelyje, tam tikrose zonose, lokalus FL intensyvumas būdavo gerokai didesnis, negu aplinkinėse. Tose vietose užregistruotas FL spektras pasižymėdavo

interferenciniais pikais. Toks pavyzdys pateikiamas 30 pav.



30 pav. Interferencija stebėta daugiapakopėse nanovielose. a pav. pateikiamas FL erdvinis pasiskirstymas. Daugiapakopės vielos elektronų mikroskopo nuotrauka pateikiama b pav. su 1μm skale. Palei a pav. nubrėžtą punktyrinę liniją atliktas FL intensyvumo pjūvis pateikiamas c pav. Integruoti FL spektrai iš a bei c pav. pažymėtų zonų pateikiami d pav.

Palyginus 30 pav. su 24 pav., akivaizdu kad iš dalies tos pačios tendencijos atsikartoja. Plačioji vielos pakopa pasižymėjo didžiausio intensyvumo FL, o artėjant link plonojo matome FL spektro viršūnės padėties slinkimąsį į ilgabangę pusę, o taip pat – FL intensyvumo mažėjimą. Tačiau skirtingai nei 24 pav, nanovielos viršūnės FL intensyvumas nėra mažiausias, o atvirkščiai - intensyvumas staigiai išauga ir yra didesnis, negu likusiose nanovielos dalyse (30c pav.). Matyti, jog 1 zonoje (30a - 30c pav.) spektras pasižymi ryškiais interferenciniais pikais tuo tarpu kitose zonose (2-5), jokių interferencinių pikų išskirti nepavyksta. Analogiški FL intesyvumo padidėjimai fiksuoti ir kitose vielose.

Pagal jau anksčiau aprašytą bei panaudotą metodiką (2.6, 3.1.3 skyreliai), galima įvertinti atstumą tarp rezonatoriaus sienelių. Atskiri skaičiavimai čia nepateikiami, bet jie atliekami taip pat kaip vienpakopių vielų atveju - nustatomi intereferenciniai pikai, jie sunumeruojami ir atidedami pagal $2n(\lambda_0)/\lambda_0$. Gauta priklausomybė tiesiškai aproksimuojama ir nustatomas tiesės krypties koeficientas.

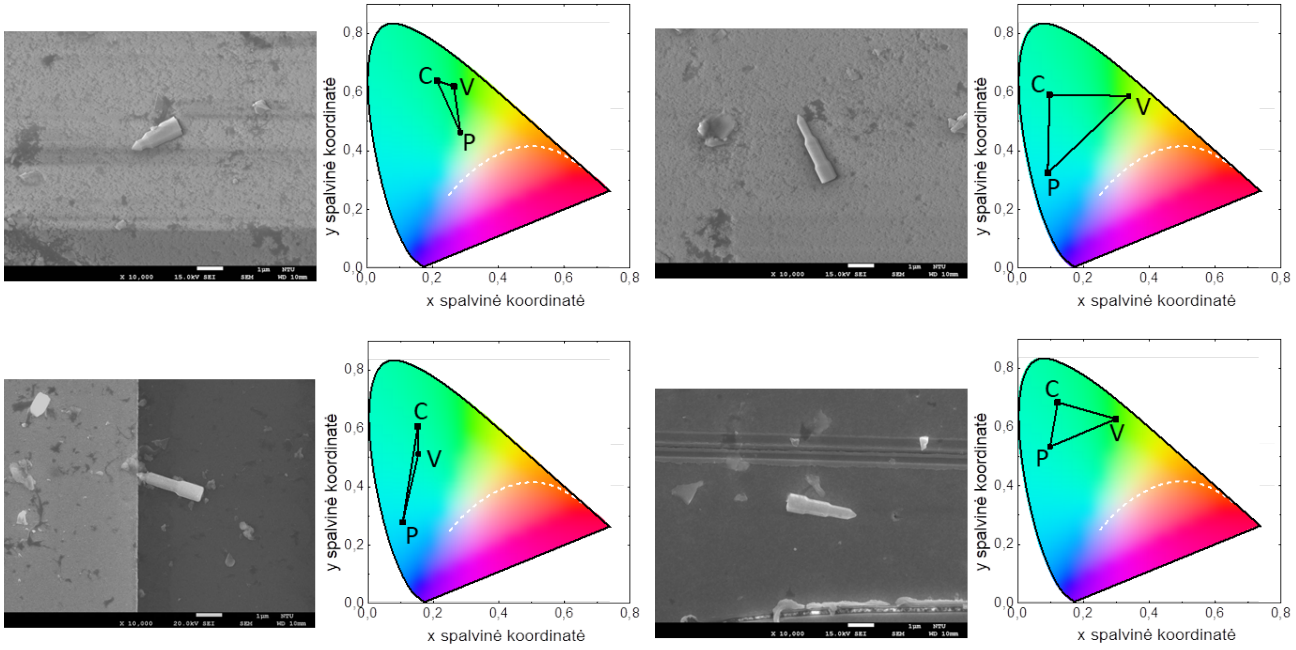
4 lentelė. Daugiapakopėse nanovielose apskaičiuoti Fabri-Pero rezonatoriaus ilgiai ir jų prilyginimas tų nanovielų ilgiams.

Vielos matmuo (μm)		
Vielos ilgis	Apskaičiuotas matmuo	Apskaičiuotas matmuo kitoje vietoje
2.7	3.3	-
3.1	4	-
3.0	3.5	3.3
2.0	2.0	2.2
2.8	2.8	3.3

Rezultatai pateikiami 4 lentelėje.

Šiuo atveju gaunami skaičiai (2-3 μm) neatitinka atstumo tarp priešingų sienelių, kuris nesiekia 1 μm, tačiau yra palyginami su nanovielų ilgiais. Tose vielose, kur intereferencija pasireiškė daugiau nei vienoje zonoje, pateikiami iš dviejų FL spektrų gauti rezultatai. Matyti, jog dažniausiai stebimas geras atitikimas su vielos ilgiu (pvz. 2 μm atitikimas su 2 μm ir 2.2 μm), kas reikštų jog intereferencija čia vyksta per visą vielos ilgį, tarp plonojo ir plačiojo vielos galų. Tačiau keliais atvejais aspkaičiuotas matmuo yra didesnis negu nanovielos ilgis, be to, įdomu pastebėti, jog net trijuose skirtinguose bandiniuose atsikartoja tas pats skaičius - 3.3 μm. Intereferencijos mechanizmas šiose vielose dar turi būti papildomai tirtas, kad būtų galima detaliau jį charakterizuoti. Nepaisant to, akivaizdu, jog interferencija daugiapakopėse nanovielose taip pat egzistuoja ir ši viela gali veikti kaip rezonatorius.

3.2.4 Spalvinės koordinatės



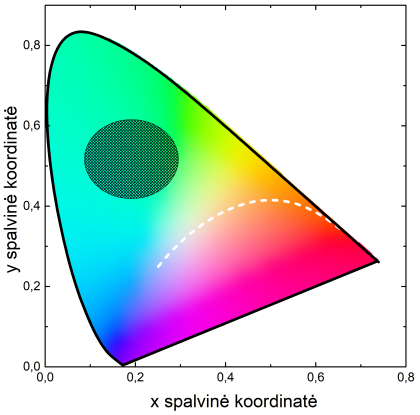
31 pav. Daugiapakopių vielų spalvinės koordinatės atidėtos CIE diagramoje ir greta pateiktos tų vielų elektronų mikroskopo nuotraukos 1μm skalėje. P - atitinka storiausiąją pakopą (pagrindą), C - centrinę (vidurinę) pakopą, o V - ploniausiąją pakopą (viršūnę).

Kaip ir vienpakopių vielų atveju, siekiant šias vielas panaudoti apšvietimo pramonėje, būtina charakterizuoti jų spalvines savybes. Šiose vielose, FL viršūnės padėtis apėmė ruožą nuo maždaug 490 iki 530 nm (3.2.1 skyrelis). Spalvinės koordinatės šiose vielose skaičiuotos anksčiau minėtais principais: buvo imamas spektras iš kiekvienos vielos pakopos, tam spektrui priskiriama spalvinė koordinatė ir atidedama CIE erdvėje. Gauti rezultatai rodo, jog šių vielų spektrai atitinka žalios ir melsvos šviesos šaltinius. Keleto vielų SEM nuotraukos ir CIE diagramos pateikiamos 31 pav. Matyti, kad nei vienoje iš vielų, nei viena pakopa neatitinka spalvinės

koordinatės žemiau Planko juostos. Didžioji dalis FL emisijos - žalia ir vos keli taškai nukrypę į geltoną (siaurojoje pakopoje) ar mėlyną (plačiojoje pakopoje) pusę.

Galima įžvelgti koreliaciją tarp vielos ilgio ir ploto, kurį apima spalvinėmis koordinatėmis nusakytas trikampis 31 pav. Ši priklausomybė gali būti paaiškinama tuo, jog kuo ilgesnė nanoviela, tuo labiau skyrėsi auginimo metu paduodamo indžio bei kitų auginimą reguliuojančių dujų srautas bei kiekis. Taip pat, akivaizdu, kad vieloje, kurioje trečioji pakopa labai trumpa (31 pav., apatinis kairys paveikslėlis), spalvinėmis koordinatėmis ribojamas trikampis labai artimas tiesei jungiančiai du taškus.

Bendrai, visos vielos FL spektro spalvinė koordinatė taip pat atitiko daugiausiai žalią emisiją ir per visus bandinius mažai keitėsi. 32 pav. pateikiamas apibendrintas rezultatas. Apskritimu išskirta zona apytiksliai atvaizduoja CIE diagramos dalį, kurioje buvo spalvinės koordinatės atitinkančios įvairių vielų vidurkintus FL spektrus. Iš rezultatų aptartų šiame skyrelyje matyti, jog tirti bandiniai nėra tinkami balto šviestuko sukūrimui, o pakopų FL spektrai - atitinka daugiausia žalias spalvines koordinates.



32 pav. CIE diagramoje vaizduojama zona, kurioje buvo stebimos daugiapakopių vielų spalvinės koordinatės iš visos nanovielos spektro.

3.3 Vienpakopių ir daugiapakopių vielų palyginimas

Šiame darbe tirtos dviem kontrastingais metodais užaugintos nanovielos: savatvarkės, su minimalia kontrole, ilgesnės, vienpakopės GaN nanovielos su InGaN kvantiniais lakštais bei – trumpesnės, daugiapakopės nanovielos, kurių augimas buvo griežtai kontroliuojamas. Pastarosios vielos - unikalios, jų auginimo procesas kolkas nėra atkartojamas kitų negu prof. C.C. Yang grupių [8]. Nors griežtai kontroliuojamas auginimo procesas turi privalumų, visgi tokiu būdu auginti nanovielas yra brangiau. Vienpakopėms nanovieloms auginti šiuo atveju yra naudojamas paprastesnis ir pigesnis metodas. Jos buvo augintos ant plačiai prieinamo Si(111) padėklo. Be to, užaugintų vielų matmenys yra didesni - todėl lengviau jomis manipuliuoti.

Fotoliuminescencijos atžvilgiu abejos bandinių rūšys turi nemažai panašumų. Tiek vieno, tiek kito tipo vielos turi kvantinius lakštus, kurie yra užauginti ant nepolinių plokštumų, todėl jose nestebėtas kvantinio suspraudimo Štarko efektas. Abejos vielos yra poliarizuotos šviesos šaltiniai, tačiau, čia reiktų pabrėžti jog daugiapakopėse vielose stebėtas didesnis FL poliarizijos laipsnis (labiausiai poliarizuotose pakopose 0.5-0.7) negu vienpakopėse (dažniausiai apie 0.5 viršūnėje). Taip pat, vienpakopių nanovielų FL spektras buvo sudarytas iš 2 juostų - inten-

syvios, siauresnės InGaN kvantinių lakštų bei platesnės, dažnais atvejais mažiau intensyvios GaN defektų juostos, kurios FL spektro viršūnė padėtis visada stebėta ties maždaug 550 nm. Pastaroji nebuvo stebėta daugiapakopėse vielose - ten FL emisijos spektras buvo sudarytas tik iš pirmosios. Vienpakopių vielų InGaN kvantinių lakštų FL juosta priklausė nuo TMIn srauto auginimo metu: didesnis srautas atitiko didesnį bangos ilgį (455-530 nm). Daugiapakopių vielų, FL spektro viršūnės padėtis priklausė nuo pakopos pločio. Plačiausių pakopų FL spektras buvo pasislinkę į ilgabangę pusę (500-540 nm).

Geltona FL juosta yra svarbi norint pasiekti maksimalų persiklojimą tarp CIE spalvinių sandų gaminant baltos šviesos šaltinius. Be to, dėl natūralios spinduliuojamos šviesos poliarizacijos - tai leistų šias vielas pritaikyti poliarizuotų šviesos šaltinių gamybai. Tiesa, daugiapakopės vielos tirtos šiame darbe nepasižymėjo savybėmis reikalingomis sukurti baltą šviestuką. Jų emisija buvo pasislinkusi į žalią-melsvą sritį. Tuo tarpu vienpakopės vielos, pagal savo spalvines koordinates, yra arti balto šviesos šaltinio. Tiesa, tokios sąlygos gaunamos, jei yra įskaitoma geltonoji GaN defektų FL juosta. Visgi, yra svarbu įvertinti tokio šviestuko kvantinį našumą prieš svarstant apie jo galimus pritaikymus.

Tiek vienose, tiek kitose vielose, atskiruose taškuose buvo stebimos interferencinės linijos FL spektruose. Pritaikius Fabri-Pero interferencijos modelį vienpakopėse vielose, buvo nustatyta, jog interferencija vyksta tarp dviejų priešingų vielos briaunų, statmenai vielos c ašiai. Tai leido įvertinti atstumą tarp priešingų nanovielos briaunų. Daugiapakopėse vielose, spėjama, jog interferencija vyksta per visą vielos ilgį - tarp priešingų vielos galų, palei vielos c ašį. Kitos interferencijos rūšys neatitiko jokių vielos matmenų. Šis rezultatas reiškia jog tiek vienos, tiek kitos vielos iš principo veikia kaip rezonatoriai, todėl jas būtų galima pritaikyti lazeriams gaminti.

Bendrai, nors daugiapakopės vielos yra geriau kontroliuojamos auginimo metu, todėl lengviau pritaikomos pagal panaudojimo reikalavimus, vienpakopėmis vielomis lengviau manipuliuoti, o jų FL savybės panašios į pirmųjų. Tiek vienos, tiek kitos vielos galėtų būti pritaikytos kaip lazerio rezonatoriai, o šiek tiek pakeitus jų spalvines savybes - ir kaip poliarizuotos šviesos šaltiniai.

Išvados

- Tirtų vienpakopių nanovielų fotoliuminescencijos spektro viršūnės padėtį galima valdyti keičiant paduodamo trimetilindžio srautą auginimo metu. Daugiapakopėse vielose viršūnės padėtis gali būti kontroliuojama pakopų pločiu.
- Vienpakopėse vielose kvantiniai lakštai ant nepolinių plokštumų užauga netolygiai, dėl netolygaus silano bei trimetilindžio dujų pasiskirstymo aplink vielą auginimo metu.
- Daugiapakopėse nanovielose egzistuoja interferencija tarp priešingų vielų galų, išilgai vielos ašies, o vienpakopėse - tarp priešingų briaunų, statmenai vielos ašiai.
- Sumodeliuoto šviesos šaltinio, sudaryto iš tirtų vielų fotoliuminescencijos spektrų, spalvinėmis koordinatėmis apribotas trikampis nekerta Planko juostos, dėl raudonos spektrinės komponentės trūkumo. Vielos atitiko žalios arba melsvos šviesos šaltinius.

Literatūros sąrašas

[1] Cho, Jaehee, et al. „White light-emitting diodes: History, progress, and future." *Laser & Photonics Reviews* (2017).

[2] Plepys, Andrius, & Jessika Luth Richter. "Public procurement barriers in promoting market uptake of innovative LED lighting." *Electronics Goes Green 2016+(EGG)*, 2016. IEEE, 2016.

[3] Nakamura, Shuji, & Michael R. Krames. „History of gallium–nitride-based light-emitting diodes for illumination." *Proceedings of the IEEE* 101.10 (2013): 2211-2220.

[4] Kuokštis, Edmundas. & Tamulaitis, Gintautas. *Plačiatarpių puslaidininkinių technologija ir prietaisai.* (Kriventa, 2008).

[5] Chen, Horng-Shyang, et al. „Light-emitting device with regularly patterned growth of an InGaN/GaN quantum-well nanorod light-emitting diode array." *Optics letters* 38.17 (2013): 3370-3373.

[6] Liao, Che-Hao, et al. „Cross-sectional sizes and emission wavelengths of regularly patterned GaN and core-shell InGaN/GaN quantum-well nanorod arrays." *Journal of Applied Physics* 113.5 (2013): 054315.

[7] Tu, Charng-Gan, et al. „Multi-section core-shell InGaN/GaN quantum-well nanorod light-emitting diode array." *Optics express* 23.17 (2015): 21919-21930.

[8] Tu, Charng-Gan, et al. „Regularly patterned multi-section GaN nanorod arrays grown with a pulsed growth technique." *Nanotechnology* 27.2 (2015): 025303.

[9] Hanada, T. „Basic properties of ZnO, GaN, and related materials." *Oxide and Nitride Semiconductors* (2009): 1-19.

[10] Hardy, Matthew T., et al. „Group III-nitride lasers: a materials perspective." *Materials Today* 14.9 (2011): 408-415.

[11] Kaun, Stephen W., et al. „Molecular beam epitaxy for high-performance Ga-face GaN electron devices." *Semiconductor Science and Technology* 28.7 (2013): 074001.

[12] Wetzel, C., et al. „Electric-field strength, polarization dipole, and multi-interface band offset in piezoelectric Ga 1− x In x N/G a N quantum-well structures." *Physical Review* B 61.3 (2000): 2159.

[13] Zagonel, L. F., et al. „Nanometer-scale monitoring of quantum-confined Stark effect and emission efficiency droop in multiple GaN/AlN quantum disks in nanowires." *Physical Review* B 93.20 (2016): 205410.

[14] Ee, Yik-Khoon, et al. „Optimization of light extraction efficiency of III-nitride LEDs with self-assembled colloidal-based microlenses." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 15.4 (2009): 1218-1225.

[15] Fujii, T., et al. „Increase in the extraction efficiency of GaN-based light-emitting diodes via surface roughening." *Applied physics letters* 84.6 (2004): 855-857.

[16] Choi, H. W., et al. „GaN micro-light-emitting diode arrays with monolithically integrated sapphire microlenses." *Applied Physics Letters* 84.13 (2004): 2253-2255.

[17] Dadgar, Armin, et al. „MOVPE growth of GaN on Si (111) substrates." *Journal of Crystal Growth* 248 (2003): 556-562.

[18] Dadgar, Armin, et al. „Metalorganic chemical vapor phase epitaxy of crack-free GaN on Si (111) exceeding 1 μm in thickness." *Japanese Journal of Applied Physics* 39.11B (2000): L1183.

[19] Morkoc, Hadis. *Handbook of nitride semiconductors and devices.* Weinheim Chichester: Wiley-VCH John Wiley, distributor, 2008. Print.

[20] Harrison, P.*Quantum wells, wires, and dots : theoretical and computational physics of semiconductor nanostructures.* Hoboken, NJ: Wiley, 2005. Print.

[21] Kalliakos, Sokratis, Pierre Lefebvre, and Thierry Taliercio. „Nonlinear behavior of photo-absorption in hexagonal nitride quantum wells due to free carrier screening of the internal fields." *Physical Review* B 67.20 (2003): 205307.

[22] Kim, Kwang-Choong, et al. „Improved electroluminescence on nonpolar m-plane InGaN/GaN quantum wells LEDs." *physica status solidi* (RRL)-Rapid Research Letters 1.3 (2007): 125-127.

[23] Yeh, Ting-Wei, et al. „InGaN/GaN multiple quantum wells grown on nonpolar facets of vertical GaN nanorod arrays." *Nano letters* 12.6 (2012): 3257-3262.

[24] Guo, Wei, et al. „Catalyst-free InGaN/GaN nanowire light emitting diodes grown on (001) silicon by molecular beam epitaxy." Nano letters 10.9 (2010): 3355-3359.

[25] Lin, Hon-Way, et al. „InGaN/GaN nanorod array white light-emitting diode." *Applied Physics Letters* 97.7 (2010): 073101.

[26] Neplokh, Vladimir, et al. „Substrate-Free InGaN/GaN Nanowire Light-Emitting Diodes." *Nanoscale research letters* 10.1 (2015): 447.

[27] Masui, Hisashi, et al. „Nonpolar and semipolar III-nitride light-emitting diodes: achievements and challenges." *IEEE Transactions on Electron Devices* 57.1 (2010): 88-100.

[28] Foltynski, B., C. Giesen, and M. Heuken. „Self-organized growth of catalyst-free GaN nano-and micro-rods on Si (111) substrates by MOCVD" *physica status solidi* (b) 252.5 (2015): 1132-1137.

[29] Köster, Robert, et al. „Self-assembled growth of catalyst-free GaN wires by metal–organic vapour phaseepitaxy." *Nanotechnology* 21.1 (2009): 015602.

[30] Foltynski, B. and M. Heuken. „Growth of GaN Nanowires on Si(111) Substrates by MOCVD" - Bandinių aprašas.

[31] Tomašiūnas, R. *Šiuolaikinės mikroskopijos pagrindai medžiagotyrai.* (Progretus, 2008).

[32] Patané, A., and N Balkan. *Semiconductor research : experimental techniques.* Berlin New York: Springer, 2012. Print.

[33] Hecht, Eugene.*Optics.* Reading, Mass: Addison-Wesley, 2002. Print.

[34] Coulon, Pierre-Marie, et al. „GaN microwires as optical microcavities: whispering gallery modes Vs Fabry-Perot modes." *Optics express* 20.17 (2012): 18707-18716.

[35] Žukauskas, A. *Puslaidininkiniai šviestukai.* (Progretus, 2008).

[36] Tamulaitis, G. & Juška, G. *Energiją taupančios puslaidininkinės technologijos.* (Progretus, 2008).

[37] Liu, R., et al. „Luminescence from stacking faults in gallium nitride." *Applied Physics Letters* 86.2 (2005): 021908.

[38] Li, X., P. W. Bohn, and J. J. Coleman. „Impurity states are the origin of yellow-band emission in GaN structures produced by epitaxial lateral overgrowth." *Applied Physics Letters* 75.26 (1999): 4049-4051.

[39] Koester, Robert, et al. „M-plane core–shell InGaN/GaN multiple-quantum-wells on GaN wires for electroluminescent devices." *Nano letters* 11.11 (2011): 4839-4845.

[40] Hums, C., et al. „Fabry-Perot effects in In Ga N/ Ga N heterostructures on Si-substrate." *Journal of Applied Physics* 101.3 (2007): 033113.

[41] Reshchikov, M. A., and R. Y. Korotkov. „Analysis of the temperature and excitation intensity dependencies of photoluminescence in undoped GaN films." *Physical Review B* 64.11 (2001): 115205.

[42] Reshchikov, Michael A. „Temperature dependence of defect-related photoluminescence in III-V and II-VI semiconductors." *Journal of Applied Physics* 115.1 (2014): 012010.

Henrikas Svidras

LUMINESCENCE OF SINGLE-STAGE AND MULTI-STAGE NANOWIRES WITH INGAN QUANTUM WELLS

Summary

As light-emitting diodes (LEDs) continue to strengthen their footprint in the global market, they still have quite a few issues that currently do not have a unanimous solution. Specifically, issues concerning light-extraction efficiency and internal quantum efficiency hinder the global adoption of LEDs for general lighting. One of the most popular materials currently used for LEDs is InGaN. However, it still faces fabrication-related issues as well. Incorporation of indium into GaN at high concentrations, reduces the quality of the material. The cheapest widely available substrates are also not optimal for GaN/InGaN growth.

A promising way to tackle many of said issues in LEDs is to grow nanowires instead of layered structures. With the increased surface-to-volume ratio, strain reduction, better crystal quality nanowires are indeed attractive for a wide variety of applications. What is more, the possibility to grow quantum wells (QWs) on the intrinsic non-polar planes of nanowires allows to avoid the undesirable quantum-confined Stark effect without the need of a specialized substrate.

The goal of this work was to examine InGaN/GaN nanowires grown via two different methods and assess their suitability for fabrication of white LEDs. To achieve this, the photoluminescence (PL) properties and its dependence on the growth conditions of said samples was studied. Furthermore, the polarization degrees were evaluated, the observed light interference was characterized and color coordinates of all PL spectra were calculated. The first type of sample studied was single-staged self-organized GaN nanowires with InGaN QWs grown on Si(111) by metal-organic chemical vapor deposition at 3 different trimethyl-indium (TMIn) flux rates. The second one was multi-staged GaN nanowires with InGaN QWs selectively grown on a pre-prepared surface. The QWs for both samples were grown on the non-polar planes.

The single-staged wires exhibited a PL spectrum that consisted of two PL bands: a defect-related GaN yellow band and InGaN QWs band. Only the latter has been observed in multi-staged nanowires. It was found that the PL peak wavelength depended on the TMIn flux during growth for single-staged wires and on the stage width for multi-staged nanowires. However, the QWs on single-staged nanowires were not grown uniformly. Furthermore, the multi-staged wire emission was more polarized, reaching a polarization degree of up to 0.74, whereas for single-staged wires the number peaked at 0.7 only in certain points at their upper parts. It was established that both nanowires act as Fabry-Perot resonators: light interference was observed along the wire axis in multi-staged wires and perpendicularly to it in single-staged wires. Finally, the color coordinates of a modeled light-source with the FL spectra from the nanowires corresponded to a green/blue emission for both samples.