

VILNIAUS UNIVERSITETAS

Zenonas Vaitonis

ŠILUMINIAI REIŠKINIAI DIDELĖS GALIOS ŠVIESTUKUOSE

Daktaro disertacija
Technologijos mokslai, medžiagų inžinerija (08T)

Vilnius 2011

Disertacija rengta 2007–2011 metais Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto Puslaidininkių fizikos katedroje ir Taikomųjų mokslų institute.

Mokslinis vadovas: profesorius, habilituotas daktaras Artūras Žukauskas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02 P).

Konsultantas: profesorius, habilituotas daktaras Stanislavas Sakalauskas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02 P).

Padėka

Noriu padėkoti darbo vadovui prof. Artūriui Žukauskui už suteiktą pagalbą rengiant daktaro disertaciją, už sudarytas sąlygas tobulėti kietakūnio apšvietimo srityje ir pasitikėjimą sprendžiant mokslines užduotis.

Nuoširdžią padėką reiškiu konsultantui prof. Stanislavui Sakalauskui už suteiktas elektronikos žinias ir tiriamojo darbo įgūdžius, kurie buvo labai naudingi rengiant šį darbą.

Norėčiau padėkoti publikacijų bendraautoriams už sklandų ir turiningą bendradarbiavimą rengiant publikacijas ir konferencijų pranešimus.

Turinys

Įvadas	5
Publikacijų sąrašas disertacijos tema	14
1. Šviestukų sandūros temperatūros nustatymas iš elektroliuminescencijos juostos didelių energijų šlauto [P1]	18
1.1. Eksperimento eiga	20
1.2. AlGaInP šviestukų sandūros temperatūros matavimas	21
1.3. InGaN šviestukų sandūros temperatūros matavimas	27
1.4. Pirmojo skyriaus išvados	31
2. Šviestukų temperatūros dinamika esant impulsiniam valdymui [P5]	33
2.1. Eksperimento aprašymas	34
2.2. Šviestuko sandūros temperatūros svyravimas	36
2.3. Šviestuko, valdomo srovės impulsais, sandūros temperatūros kitimo modelis	41
2.4. Antrojo skyriaus išvados	44
3. Baltų šviestukų spalvio priklausomybės nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės stiprio skaitinis modelis	45
3.1. Eksperimento aprašymas	46
3.2. Matavimo rezultatai ir modelio aprašymas	48
3.3. Trečiojo skyriaus išvados	52
4. Šiluminis ir nešiluminis poveikis elektroliuminescencijos moduliacijos spektrui esant harmoninei tiesioginės srovės moduliacijai [P3–P4]	53
4.1. Eksperimento eiga	54
4.2. AlGaInP ir InGaN šviestukų elektroliuminescencijos moduliacijos spektrai ..	55
4.3. Teorinis modelis	63
4.4. Eksperimentinių rezultatų palyginimas su teorija	69
4.5. Ketvirtojo skyriaus išvados	72
5. Šviestukų senėjimo įtaka elektrinėms savybėms [P2]	74
5.1. Eksperimento aprašymas	74
5.2. Eksperimentinių rezultatų aptarimas	75
5.3. Penktojo skyriaus išvados	80
Išvados	82
Cituojamų literatūros sąrašas	86

Įvadas

Žmonija natūralia saulės, mėnulio ir žvaigždžių šviesa naudojasi nuo neatmenamų laikų. Tačiau dirbtiniai šviesos šaltiniai yra neatsiejami nuo žmonių civilizacijos raidos. Pats primityviausias žmogaus naudotas šviesos šaltinis yra ugnis. Bėgant tūkstantmečiams ugnies panaudojimas evoliucionavo, ir nuo paprasčiausio laužo buvo pereita prie skysto kuro (aliejus, ištirpinti taukai), žvakių, o dar vėliau – ir dujų deginimo. Vėliau, kai buvo išmokta gaminti elektrą, atėjo nauja apšvietimo era. XIX a. pirmoje pusėje išradėjai ėmė siūlyti įvairius šviesos šaltinius, kurie naudojo elektros energiją. Iki XX a. pabaigos žmonija perėjo prie gerai mums žinomų elektrinių lempų, tokių kaip: kaitinamųjų ir halogeninių, fluorescencinių, aukšto slėgio natrio ir gyvsidabrinųjų metalų halogenidų. Nors pastaraisiais metais vis dar tobulinamos kai kurios šių lempų rūšys, pavyzdžiui, sukurta kompaktinė fluorescencinė lempa, tačiau vis stipriau į rinką skverbiasi kietakūniai apšvietimo šaltiniai – puslaidininkiniai šviestukai.

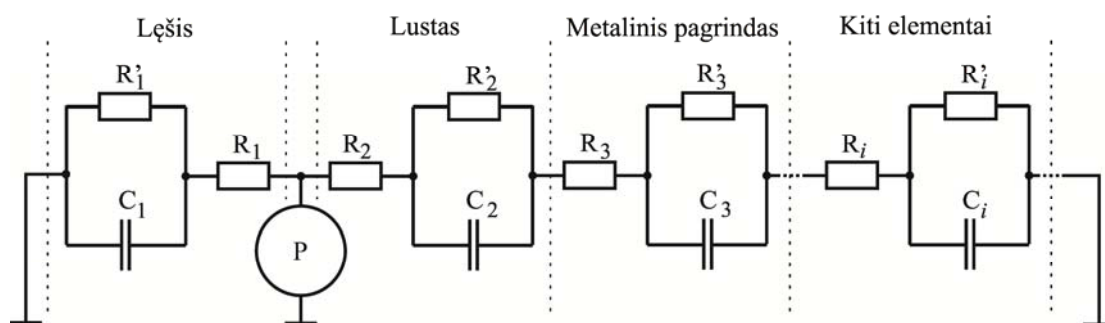
Pirmieji injekcinės elektroliuminescencijos puslaidininkyje stebėjimai buvo atlikti dar XX a. pradžioje. Pradžioje šis reiškinys buvo aiškinamas kaitinamuoju efektu. Ir tik XX a. viduryje puslaidininkinio diodo švytėjimas, tekant tiesioginei srovei, buvo paaiškintas nepusiausvirųjų krūvininkų spindulinės rekombinacijos principu. Pradedant šeštuoju dešimtmečiu ėmė sparčiai vystytis įvairių puslaidininkinių kristalų auginimas. Tai atvėrė duris šviestukų gamybai. Pirmieji prietaisai spinduliavo infraraudonojoje (IR) srityje. Tobulinant puslaidininkines technologijas, buvo pagaminti ir regimojoje spektro dalyje spinduliuojantys GaAsP šviestukai. Didelis proveržis šviestukų gamyboje įvyko, kai XX a. pabaigoje buvo užauginti aukštos kokybės AlGaInP ir InGaN puslaidininkinių epitaksiniai sluoksniai. Šiuo metu formuojant sudėtingus puslaidininkinius darinius (dvigubas heterosandūras, kvantines duobes ir t.t.) yra pagaminami didelės galios šviestukai, kurių spektrinės juostos perdengia visą regimosios šviesos spektrą. Siaura šviestukų liuminescencijos juosta ir pakankamai geras jų našumas padarė juos

populiariais tokiose srityse kaip: signalinės lempos, dekoratyvinis apšvietimas ir t.t.

Dabar jau niekas neabejoja tuo, kad šviestukai yra ateities apšvietimo technologija. Šiuo metu pagaminami didelės galios balti šviestukai, kurie savo našumu ($> 200 \text{ lm/W}$) lenkia kitus žinomus baltos šviesos šaltinius. Tai yra didelis žingsnis mažinant energijos suvartojimą visame pasaulyje. Šviestukų pažanga naudinga ne tik ekonominiu požiūriu, bet ir ekologiniu. Mažinant energijos suvartojimą galima mažinti aplinkos taršą ir šiltnamio efektą sukeliančių dujų išmetimą į aplinką. Nepaisant to, kad šviestukai yra ekonomiškai ir ilgaamžiai šviesos šaltiniai, vis dar išlieka neatsakytų klausimų, susijusių su puslaidininkinių sluoksnių auginimu, šviestukų konstrukcijos sprendimais bei valdymu. Todėl šiuo metu ypač aktualu plėtoti esamus ir ieškoti naujų šviestukų tyrimo metodų. Yra žinoma begalė charakterizavimo metodų, kurie analizuoja optines ir elektrines šviestukų charakteristikas. Pavyzdžiui, puslaidininkinių kristalų augintojams svarbi kristalinės struktūros kokybė. Tam jie turi įvairius nesąlytinius tyrimo metodus. Tačiau šviestukų gamyba nėra vien puslaidininkinių kristalų auginimas, kadangi šioje pramonės srityje svarbi ir elektrinių kontaktų, aušinimo, šviesos ištrūkų kokybė.

Šviestuko sandūros temperatūra daro įtaką visoms jo charakteristikoms. Dėl padidėjusios puslaidininkinės sandūros temperatūros pastebimai keičiasi elektrinės savybės. Kylant sandūros temperatūrai, didėja priemaišinių krūvininkų tankis apvalkaliniuose sluoksniuose. Dėl to gali sumažėti puslaidininkio varža. Be to dėl sandūros temperatūros pokyčio keičiasi krūvininkų rekombinacijos sparta. Augant temperatūrai mažėja spindulinės rekombinacijos sparta, o nespindulinė rekombinacija vyksta sparčiau. Puslaidininkinių draustinių energijų juostos tarpas taip pat yra jautrus temperatūrai. Varšni dėsnis [1] aprašo puslaidininkio draustinio tarpo siaurėjimą sulig kylančia jo temperatūra. Tai lemia mažesnę tiesioginę įtampos kritimą puslaidininkinėje heterosandūroje. Šviestukų voltamperinių charakteristikų priklausomybė nuo temperatūros buvo sėkmingai pritaikyta puslaidininkinės sandūros temperatūrai matuoti [2].

Sandūros temperatūrą lemia ne tik aplinkos sąlygos. Per šviestuką tekant tiesioginei srovei, dėl lusto elektrinės varžos ir nespindulinės rekombinacijos aktyviajame sluoksnyje, jame išsiskiria šiluma. Didelės galios šviestukuose naudojama nuolatinė vardinė tiesioginė srovė nuo 350 mA iki 1,5 A, todėl sandūros temperatūra, dėl tam tikros šiluminės varžos tarp sandūros ir aplinkos, gali padidėti net iki $(60 \div 100)^\circ\text{C}$ aukščiau už aplinkos temperatūrą. Žymiai sunkiau įvertinti puslaidininkinės sandūros temperatūrą, kai per šviestuką teka ne nuolatinė, o kintanti tiesioginė srovė. Pavyzdžiui, optinio signalo moduliacijai gali būti panaudota harmoniniu dėsniu kintanti srovė, o srauto reguliavimui – įvairių trukmių ir pasikartojimo dažnių vardinės srovės impulsai. Esant tokiam valdymo būdai, kiekvieno srovės kitimo periodo metu vyksta sandūros temperatūros svyravimai, kurie periodiškai keičia šviestuko elektrines ir optines charakteristikas. Kiekvieno periodo metu yra stebimas sandūros temperatūros augimas, kai teka tiesioginės srovės impulsas, ir mažėjimas pauzės tarp impulsų metu. Temperatūros kitimo spartą lemia šviestuko sandara, kadangi kiekvienas sudedančiųjų elementų (lustas, metalinis lusto pagrindas, optinis lęšis ir t.t.) turi savo šiluminę varžą ir šiluminę talpą. Ekvivalentinė šilumos sklaidos šviestuke schema pavaizduota 1 pav.



1 pav. Šilumos sklaidos šviestuke ekvivalentinė schema. Rezistoriais žymimos šviestuko komponentų šiluminės varžos, kondensatoriais – šiluminės talpos. Galios šaltinis „P“ vaizduoja aktyviąją sritį.

Pagal 1 pav. pavaizduotą schemą, didžioji dalis šilumos, kurios šaltinis yra aktyvusis sluoksnis „P“, sklinda per lustą ir metalinį pagrindą į aplinką, kuri žymima “žemės” ženklu. Virš lusto esantis lęšiukas, taip pat, gali

išspinduliuoti dalį šilumos. Kiekviena šiluminė RC grandinė, atskirta punktyrinėmis linijomis, turi savo relaksacijos trukmę. Šviestuko šiluminės relaksacijos trukmių visuma lemia sandūros temperatūros kitimą tekant kintančiai tiesioginei srovei.

Šviestuko optinių charakteristikų priklausomybė nuo temperatūros pasireiškia elektroluminescencijos (EL) spektro formos kitimu. Visų pirma, dėl aukštesnės temperatūros sumažėjus spindulinės rekombinacijos spartai, krenta šviestuko srauto intensyvumas. Dėl draustino tarpo siaurėjimo EL spektro smailės padėtis slenka į ilgesnių bangų pusę. Tačiau šis reiškinys nėra toks stiprus InGaN šviestukuose, nes juose juostos smailės temperatūrinę priklausomybę lemia ne tik draustinio tarpo siaurėjimas, bet ir nepusiausvirųjų krūvininkų lokalizacijos procesai kvantiniuose dariniuose. Kartu su spektrinės juostos slinkimu, InGaN ir AlGaInP šviestukuose yra stebimas EL juostos plitimas didėjant temperatūrai. Tačiau ne tik sandūros temperatūra keičia šviestukų spektrą. Tiesioginės srovės stipris taip pat daro įtaką EL juostos formai. Veikiamas šių dviejų dydžių kinta šviestuko spalvis, todėl kai kuriuose taikymuose reikia į tai atsižvelgti.

Lusto temperatūros kitimas gali stipriai įtakoti ir baltų konversijos fosforuose šviestukų spalvį ir koreliuojamą spalvinę temperatūrą. Dėl padidėjusios mėlyno InGaN šviestuko lusto temperatūros keičiasi EL juostos padėtis, intensyvumas ir plotis. Tuo tarpu fosforo spinduliuotės juostos parametrai kinta santykinai nedaug. Vis dėlto ir čia galima pastebėti intensyvumo mažėjimą ir spektro plitimą. Visi šie spektriniai pokyčiai lemia spalvio koordinatų x ir y kitimą 1931 m. CIE spalvių erdvėje.

Šviestukui šviečiant ilgą laiką, jo lustas yra veikiamas darbinės temperatūros, kuri gali pasiekti iki 100 °C. Ilgalaikis padidintos temperatūros poveikis gali pakeisti šviestuko elektrines ir išėjimo charakteristikas. Ilgai trunkantis darbinės temperatūros poveikis gali keisti puslaidininkinio lusto ir heterosandūros fizikines savybes todėl gali pasikeisti šviestuko elektrinė varža ar sandūros laidumas. Kadangi šviestukas yra maitinamas nuolatine tiesiogine srove, bet koks tiesioginės įtampos pokytis turi būti numatytas projektuojant

elektronines maitinimo grandines, skirtas ilgam veikimui. Kitu atveju jos nebus optimaliai išnaudojamos arba nepakaks išėjimo įtampos.

Šiluminiai reiškiniai didelės galios šviestukuose kaip tik ir yra nagrinėjami šiame darbe, kurio **tikslas** – pasiūlyti ir pagrįsti naujus šviestukų šiluminio charakterizavimo metodus ir ištirti, kaip sandūros temperatūra ir jos kitimas įtakoja šviestukų išėjimo ir elektrines charakteristikas. Siekiant šio tikslo buvo suformuoti tokie **darbo uždaviniai**:

1. Pagrįsti puslaidininkinės sandūros temperatūros nustatymo iš elektroliuminescencijos spektro didelių energijų šlauto metodą kelių tipų šviestukams, nustatyti šio metodo taikymo sąlygas ir palyginti jį su kitais sandūros temperatūros matavimo metodais.
2. Palyginti šviestuko sandūros temperatūros kitimo pobūdį ir išėjimo charakteristikas, kuomet srauto valdymui naudojami impulso pločio moduliacijos ir impulsų dažnio moduliacijos metodai.
3. Ištirti didelės galios baltų šviestukų spalvio priklausomybę nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės. Pasiūlyti paprastą skaitinį spalvio kitimo modelį, kuris galėtų būti naudojamas prekinių šviestukų techniniuose aprašymuose.
4. Ištirti sandūros temperatūros moduliavimo įtaką kelių tipų šviestukų elektroliuminescencijos spektrinei moduliacijai. Susieti moduliacijos gylio spektrinius skirstinius su šviestukų šiluminėmis charakteristikomis.
5. Atlikti ilgalaikį prekinių didelės galios InGaN šviestukų sendinimą darbinėmis šiluminėmis sąlygomis ir nustatyti elektrinių charakteristikų laikinį kitimą.

Darbo naujumas

- Ištirta sandūros temperatūros įtaka elektroliuminescencijos spektro didelių energijų šlaito formai šviestukuose su skirtingu nepusiausvirųjų krūvininkų lokalizacijos lygiu. Gautas pagal didelių energijų šlaito formą išmatuotos šviestukų sandūros temperatūros sutapimas su išmatuotąja kitais metodais.
- Parodyta, kad šviestukų išėjimo charakteristikos skiriasi naudojant skirtingus impulsinio maitinimo režimus dėl skirtingo sandūros temperatūros svyravimo pobūdžio.
- Pasiūlytas paprastas baltų konversijos fosfore šviestukų spalvio priklausomybės nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės skaitinis modelis. Modelio parametrai optimizuoti taip, kad apskaičiuotas spalvis skirtųsi nuo eksperimentinių verčių suvokimo toleruojamose ribose.
- Ištirti kelių tipų didelės galios šviestukų elektroliuminescencijos moduliacijos spektrai, kurie paaiškinti šiluminiais ir nešiluminiais efektais. Ištirtas šviestukų dažninis atsakas elektroliuminescencijos spektro srityse, jautriose sandūros temperatūros moduliavimui, ir gautoji atsako funkcija panaudota šiluminės relaksacijos trukmių nustatymui.
- Nustatyti darbinėmis šiluminėmis sąlygomis sendinamų šviestukų elektrinių parametrų kitimo dėsningumai. Pateiktas galimas tokio kitimo priežasčių paaiškinimas dėl ilgalaikio iškaitinimo darbinėje temperatūroje.

Ginamieji teiginiai

1. AlInGaP šviestukų, kurie spinduliuoja dėl laisvųjų krūvininkų rekombinacijos, puslaidininkinės sandūros temperatūra gali būti nustatyta tiesiogiai iš elektroliuminescencijos spektro didelių energijų

eksponentinio šlaito. InGaN šviestukų, kurie spinduliuoja tiek dėl laisvųjų, tiek dėl lokalizuotųjų krūvininkų rekombinacijos, sandūros temperatūros nustatymui tokiu metodu būtina atlikti elektroliuminescencijos spektro kalibravimą. Šviestukų aktyviajame sluoksnyje esančių nepusiausvirųjų krūvininkų temperatūra sutampa su kristalo temperatūra.

2. Šviestukų vidutinio srauto valdymo būdas naudojant impulsų dažnio moduliaciją yra pranašesnis už impulso pločio moduliacijos būdą tuo, kad dėl mažesnio sandūros temperatūros svyravimo apie vidutinę vertę šviestukas veikia našiau, o jo spalvis yra pastovesnis.
3. Baltų konversijos fosforuose šviestukų, kurių spektrinį galios skirstinį lemia kelios skirtingos prigimties juostos, spalvis sutinka su skaitiniu modeliu suvokimo toleruojamo nuokrypio (3 žingsnių MacAdamo elipsės) ribose, naudojant plokščias spalvio koordinačių x ir y priklausomybes nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės.
4. AlGaInP šviestukų sandūros temperatūros moduliavimas lemia netolygų elektroliuminescencijos moduliacijos spektrinį skirstinį dėl draustinių energijų tarpo ir nepusiausvirųjų krūvininkų pasiskirstymo funkcijos šiluminio moduliavimo. InGaN šviestukų sandūros temperatūros moduliavimo įtaka elektroliuminescencijos moduliacijos spektriniam skirstiniui pasireiškia tik dėl delokalizuotųjų krūvininkų pasiskirstymo funkcijos moduliavimo. Elektroliuminescencijos moduliacijos gylio priklausomybė nuo dažnio spektro srityse, kurios yra jautrios sandūros temperatūros moduliavimui, atkartoja šviestuko šiluminio atsako funkciją.
5. Ilgą laiką darbinėmis šiluminėmis sąlygomis veikiančių didelės galios InGaN šviestukų nuosekloji varža, tiesioginė įtampa ir krūvininkų injekcijos proceso charakteringoji energija mažėja.

Disertacijos planas

Disertacija yra sudaryta iš penkių skyrių, suskirstytų į smulkesnius poskyrius. Kiekvieno skyriaus gale yra pateikiamos išvados. Visos disertacijos išvados yra pateikiamos disertacijos pabaigoje, prieš cituojamos literatūros sąrašą. Bendras visuose skyriuose naudotos literatūros sąrašas yra pateikiamas darbo pabaigoje. Disertacijos pradžioje yra disertanto kartu su bendraautoriais išpublikuotų mokslinių straipsnių ir konferencijų pranešimų sąrašas. Disertacijos skyriai, kuriuos rengiant panaudota straipsnių medžiaga, ir paveikslėliai šiuose skyriuose pažymėti su citavimo nuorodomis į pastarąjį sąrašą.

Pirmasis disertacijos **skyrius**, sudarytas iš keturių poskyrių, skirtas šviestuko sandūros temperatūros nustatymo iš elektroliuminescencijos spektro didelių energijų šlaito metodo analizei. Pirmame poskyryje pateiktas eksperimento aprašymas, kuriame nurodyti tiriamų šviestukų tipai, naudota aparatūra ir tyrimo sąlygos. Antrame ir trečiame poskyriuose aprašomi, atitinkamai, AlGaInP ir InGaN šviestukų sandūros temperatūros nustatymo iš elektroliuminescencijos spektro didelių energijų šlaito rezultatai. Nurodyti šio metodo privalumai, trūkumai ir taikymo sąlygos. Taip pat dėmesys yra skirtas skirtingų metodų palyginimui.

Antrasis skyrius yra skirtas sandūros temperatūros dinamikos tyrimui, kai šviestukas yra valdomas stačiakampiais vardinės srovės impulsais. Po eksperimento metodinės medžiagos, antrame poskyryje pateikiami eksperimentiniai temperatūros dinamikos matavimo rezultatai esant dviem skirtingiems valdymo būdams. Trečiame poskyryje pasiūlomas teorinis modelis, aprašantis temperatūros kitimo dėsnį. Eksperimentiškai nustatytas ir modelio pagalba paaiškintas impulsų dažnio moduliacijos taikymo šviestukų valdymui pranašumas dėl didesnio našumo ir pastovesnių išėjimo charakteristikų.

Trečiame skyriuje aprašomas baltų konversijos fosforuose šviestukų spalvio priklausomybės nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės tyrimas. Pirmame poskyryje pateikiama informacija apie tyrimo eigą. Antrame

poskyryje aprašyti tyrimo rezultatai ir pasiūlytas paprastas spalvio kitimo modelis, kuris gali būti panaudotas prekinių puslaidininkinių šviestukų techniniame aprašyme. Pagal šį modelį apskaičiuotas spalvis nedaug skiriasi nuo eksperimentinių rezultatų, o skirtumas gali būti mažesnis už suvokiamą ribą visame temperatūrų ir srovių intervale.

Ketvirtas skyrius yra skirtas šiluminiam ir nešiluminiam poveikiui elektroliuminescencijos moduliacijos spektrui esant harmoninei tiesioginės srovės moduliacijai. Šiame skyriuje aprašytas tyrimas, kurio metu buvo nustatyti įvairių AlGaInP ir InGaN šviestukų elektroliuminescencijos moduliacijos gylio spektrai. Gauti rezultatai atskleidė temperatūrai jautrias spektro sritis. Ištyrus temperatūrai jautrių sričių moduliacijos gylio priklausomybę nuo moduliacijos dažnio, buvo nustatytos šviestukų sudarančių konstrukcijos elementų šiluminės relaksacijos trukmės.

Penktajame disertacijos **skyriuje** pateikiamas InGaN šviestukų elektrinių charakteristikų kitimas, jiems senstant vardinėmis sąlygomis. Čia aprašomas sendinimo metu nustatytas tiesioginės įtampos, nuosekliosios varžos ir krūvininkų injekcijos proceso charakteringosios energijos mažėjimas. Gauti rezultatai buvo paaiškinti ilgalaikio iškaitinimo darbinėje temperatūroje sukelta Mg–H kompleksų disociacija. Dėl to padidėja jonizuotų priemaišų tankis šviestuko apvalkaliniame sluoksnyje.

Autoriaus indėlis

Disertacijos autorius atliko didelės galios puslaidininkinių šviestukų elektrinių, optinių ir šiluminių charakteristikų matavimus, aprašytus šiame darbe. Taip pat, sukūrė tam reikalingus elektroninius prietaisus, kurie buvo reikalingi matavimo tikslumui padidinti ir stačiakampių tiesioginės srovės impulsų generavimui bei srovės moduliavimui harmoniniu dėsniu. Autorius reikšmingai prisidėjo atlikdamas eksperimentinių rezultatų interpretaciją, rengdamas bendras publikacijas ir konferencijų pranešimus.

Publikacijų sąrašas disertacijos tema

Publikacijos recenzuojamuose žurnaluose

- P1. **Z. Vaitonis**, P. Vitta, and A. Žukauskas, “Measurement of the junction temperature in high-power light-emitting diodes from the high-energy wing of the electroluminescence band,” *J. Appl. Phys.* **103**(9), 093110, 7 p. (2008).
- P2. **Z. Vaitonis**, A. Miasojedovas, A. Novičkovas, S. Sakalauskas, and A. Žukauskas, “Effect of long-term aging on series resistance and junction conductivity of high-power InGaN light-emitting diodes,” *Lith. J. Phys.* **49**(1), 69–74 (2009).
- P3. **Z. Vaitonis**, P. Vitta, V. Jakštas, and A. Žukauskas, “Thermal effects on spectral modulation properties of high-power light-emitting diodes,” *Proc. SPIE* **8120**, 812016, 11 p. (2011).
- P4. **Z. Vaitonis**, P. Vitta, V. Jakštas, and A. Žukauskas, “Self-heating and athermal effects on the electroluminescence spectral modulation of an AlGaInP light-emitting diode,” *J. Appl. Phys.*, **110**, 073103, 7 p. (2011).
- P5. **Z. Vaitonis**, A. Stonkus, and A. Žukauskas, “Effect of junction temperature on output characteristics of a light-emitting diode under pulse-width and pulse-frequency modulation driving modes,” *IET Optoelectron.*, priimtas spaudai.

Konferencijų pranešimai disertacijos tema

- K1. A. Miasojedovas, **Z. Vaitonis**, „Senėjimo įtaka didelės galios šviesos diodų elektrinėms charakteristikoms“, Studentų mokslinė konferencija „Laisvieji skaitymai 2008“. Programa ir pranešimų tezės (Vilnius, 2008 m. balandžio 4 d.), p. 67.

- K2. **Z. Vaitonis** and A. Miasojedovas, “Electrical characteristics of LEDs dependence on long-term aging process,” 10th Int. Conf.-School “Advanced Materials and Technologies.” Abstracts (Palanga, Lithuania, August 27–31, 2008), p. 141.
- K3. P. Vitta, **Z. Vaitonis**, and A. Žukauskas, “Measurement of the junction temperature in high-power LEDs from the high-energy wing of the electroluminescence band,” 10th Int. Conf.-School “Advanced Materials and Technologies.” Abstracts (Palanga, Lithuania, August 27–31, 2008), p. 44, *Best poster award*.
- K4. **Z. Vaitonis**, P. Vitta, and A. Žukauskas, “Measurement of the junction temperature in high-power LEDs from the high-energy wing of the electroluminescence band,” Int. Workshop Nitride Semicond. IWN 2008. Abstracts (Montreux, Switzerland, October 6–10, 2008), p. 501.
- K5. A. Stonkus, **Z. Vaitonis**, A. Žukauskas, „Šviesos diodų spalvinių charakteristikų tyrimas esant impulsiniam maitinimui“, 38-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija. Programa ir pranešimų tezės (Vilnius, 2009 m. birželio 8–10 d.), p. 260.
- K6. P. Vitta, **Z. Vaitonis**, A. Žukauskas, „Puslaidininkinių šviestukų šiluminis charakterizavimas“, 38-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija. Programa ir pranešimų tezės (Vilnius, 2009 m. birželio 8–10 d.), p. 264.
- K7. P. Vitta, **Z. Vaitonis**, and A. Žukauskas, “Thermal characterization of LEDs,” XXXVIII Int. School on the Phys. of Semiconducting Compounds Jaszowiec 2008. Abstracts (Ustrón-Jaszowiec, Poland, June 19–26, 2009), p. 63.
- K8. **Z. Vaitonis**, A. Stonkus, and A. Žukauskas, “Thermal and colour characteristics of high-power LEDs under pulsed driving,” 11th Int.

Conf.-School „Advanced materials and Technologies“. Abstracts (Palanga, Lithuania, August 27–31, 2009), p. 94. *Best poster award*.

- K9. A. Stonkus and **Z. Vaitonis**, “Thermal and chromaticity characterization of high-power LEDs under pulsed driving”, Studentų mokslinė konferencija „Laisvieji skaitymai 2010“. Tezės (Vilnius, 2010 m. kovo 24 d.), p. 90.
- K10. A. Žukauskas, **Z. Vaitonis**, and A. Stonkus, “Output characteristics of LEDs under different modes of pulsed driving,” 7th Int. New Exploratory Technol. Conf. Proc. NEXT 2010 (Turku, Finland, October 19–21, 2010), p. 87.
- K11. **Z. Vaitonis**, V. Jakštas, P. Vitta, and A. Žukauskas, “Spectral modulation of LEDs,” 13th Int. Conf.-School “Advanced Materials and Technologies“. Abstracts (Palanga, Lithuania, August 27–31, 2011), pp. 70.
- K12. **Z. Vaitonis**, P. Vitta, V. Jakštas, and A. Žukauskas, “Thermal effects on spectral modulation properties of high-power LEDs,” Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications V. SPIE Optics+Photonics 2011, Photonic Devices+Applications, Technical Summaries (San Diego, August 21–22, 2011), p. 99.
- K13. **Z. Vaitonis**, R. Vaicekauskas, A. Žukauskas, „Baltų šviestukų spalvio priklausomybe nuo temperatūros ir tiesioginės srovės modelis“, 39-ji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija. Programa ir pranešimų tezės (Vilnius, 2011 m. spalio 6–8 d.), p. 28.

Publikacijos neįtrauktos į disertaciją

- N1. S. Sakalauskas and **Z. Vaitonis**, “Dynamic C-V characteristics of MOS structure,” *Lith. J. Phys.* **47**(4), 451–456 (2007).
- N2. S. Sakalauskas, **Z. Vaitonis**, and R. Pūras, “A linearly variable high-voltage amplifier,” *Instrum. Exp. Tech.* **50**(3), 340–342 (2007).
- N3. S. Sakalauskas, **Z. Vaitonis**, R. Pūras, and V. Bulbenkienė, “High speed C-V converter,” *Elektron. Elektrotech.* **6**, 73–76 (2008).
- N4. I. Buchovec, **Z. Vaitonis**, and Ž. Lukšienė, “Novel approach to control *Salmonella enterica* by modern biophotonic technology: photosensitization,” *J. Appl. Microbiol.* **106**(3), 748–754 (2009).
- N5. **Z. Vaitonis** and Ž. Lukšienė, “LED-based light sources for decontamination of food: modeling photosensitization-based inactivation of pathogenic bacteria,” *Lith. J. Phys.* **50**(1), 141–145 (2010).
- N6. S. Sakalauskas, **Z. Vaitonis**, and R. Pūras, “A high-speed capacitance-to-voltage converter,” *Instrum. Exp. Tech.* **54**(5), 692–694 (2011).

1. Šviestukų sandūros temperatūros nustatymas iš elektroluminescencijos juostos didelių energijų šlaito [P1]

Atsižvelgus į puslaidininkinio šviestuko parametrų priklausomybę nuo temperatūros ir tiesioginės srovės, tampa akivaizdu, kad normaliomis sąlygomis veikiančio šviestuko išėjimo charakteristikos gali priklausyti nuo aplinkos poveikio. Veikiantį šviestuką įtakoja nepastovi aplinkos temperatūra, o esant srauto valdymui, gali keistis ir tekanti tiesioginė srovė. Dėl šios priežasties, kiekvienas naujas kietakūnio apšvietimo prietaisas turi būti kruopščiai ištirtas. Optinių ir elektrinių charakteristikų priklausomybė nuo sandūros temperatūros ir yra pagrindinė šių tyrimų kryptis.

Šviestukų gamybos technologijoje puslaidininkinis lustas yra talpinamas į tam tikrą korpusą, kuris, be apsauginės ir šviesos kolimavimo funkcijos, atlieka ir aušinimo funkciją, kurią lemia šiluminė varža tarp sandūros ir aplinkos. Šviestuko korpusas užkerta kelią tiesioginiam puslaidininkinės sandūros temperatūros matavimui. Šiuo atveju gali būti panaudoti tokie puslaidininkinių elektronikos pramonėje gerai žinomi metodai: termovizija, Ramano spektroskopija [3] ar nematinių skystųjų kristalų panaudojimas [4]. Tačiau dėl mažų šviestuko lusto matmenų (didesnieji gali būti apie 1 mm²) ir lusto buvimo korpuse išvardintų metodų panaudojimas yra komplikuoatas.

Per daugiametę šviestukų tyrimo praktiką buvo sugalvoti kiti nesąlytiniai temperatūros matavimo metodai. Vienas iš jų – sandūros temperatūros nustatymas iš tiesioginės įtampos vertės [2,5–7]. Temperatūros nustatymui iš tiesioginės įtampos, visų pirma, reikia atlikti kalibracinius matavimus. Tam šviestukas yra tvirtinamas prie fiksuotos temperatūros paviršiaus. Per šviestuką leidžiant tekėti mikrosekundinių trukmių stačiakampius srovės impulsus su mažu pasikartojimo dažniu matuojama tarp lusto išvadų krentanti įtampa. Tokiu būdu nustatomas temperatūrinis tiesioginės įtampos koeficientas bei absoliutinė įtampos vertė. Vėliau, atliekant tiesioginės įtampos matavimus tekant nuolatinei srovei, galima nustatyti

sandūros temperatūrą. Reiktų atkreipti dėmesį į tai, kad temperatūrinis tiesioginės įtampos koeficientas gali priklausyti nuo srovės stiprio. Jei sandūros temperatūra būtų matuojama tekant skirtingoms srovėms, tai ir įtampos kalibravimas turi būti atliktas kiekvienai iš šių srovių.

Optinių išėjimo parametrų priklausomybė nuo temperatūros taip pat gali būti panaudota sandūros temperatūrai nustatyti. Vienas iš tokių metodų yra EL spektro smailės padėties matavimas [8–10]. Šiam temperatūros nustatymo būdui taip pat reikalingas kalibravimas. Šiuo atveju šviestukas turi būti patalpintas kontroliuojamos aplinkos temperatūroje. Palaikant pastovią paviršiaus, prie kurio pritvirtintas šviestukas, temperatūrą atliekamas EL spektro matavimas. Tam, kad būtų išvengta savaiminio kaitimo, šviestukas turi būti maitinamas trumpais srovės impulsais su žemu pasikartojimo dažniu. Šis metodas taip pat yra jautrus srovės stipriui, todėl kalibravimas turėtų būti atliktas konkrečiai srovei.

Sandūros temperatūros nustatymas iš EL spektro trumpabangio krašto yra vienas iš tiesioginių matavimo metodų [11,12], pagrįstas eksponentiniu krūvininkų, esančių aktyviajame sluoksnyje, energijos skirstiniu. Teoriškai eksponentinio šlaito išvestinė priklauso tik nuo krūvininkų temperatūros. Tuo tarpu krūvininkų tankis, rekombinacijos sparta ar kitos individualios šviestukų savybės jai nedaro jokios įtakos. Vis dėlto reali trumpabangė spektro dalis skiriasi nuo eksponentinio dėsnio dėl juostų būsenų tankio, nevienalyčio puslaidininkio bei fotonų sugerties luste.

EL spektro trumpabangis kraštas gali būti išreikštas temperatūros vienetais, kaip logaritminio spektro intensyvumo atvirkštinė išvestinė pagal fotono energiją:

$$T_{ID}(\Delta) = \left[-k_B \frac{\partial(\ln L)}{\partial(h\nu)} \Big|_{\Delta} \right]^{-1}; \quad (1.1)$$

čia T_{ID} – spektro intensyvumo atvirkštinė išvestinė, k_B – Bolcmano konstanta, L – elektroluminescencijos spektrinis intensyvumas, $h\nu$ – fotono energija, $\Delta = h\nu - E_p$ – nuotolis nuo smailės padėties (E_p – EL spektro smailės padėtis).

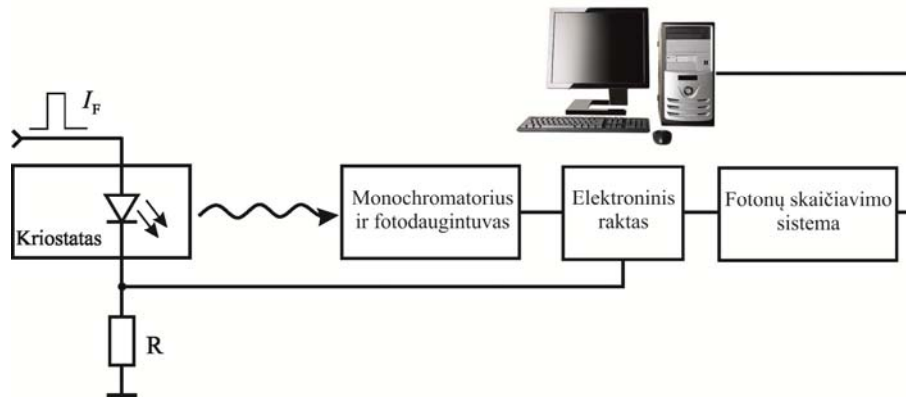
Tokia atvirkštinė intensyvumo išvestinė, dažniausiai, neatitinka tikrosios sandūros temperatūros. Todėl taikant šį matavimo metodą reikia atlikti kalibravimą. Literatūroje buvo galima sutikti darbų, kuriuose kalibravimas atliktas esant silpnoms srovėms. Tokiu būdu autoriai siekė išvengti savaiminio šviestuko kaitimo. Viename iš darbų pasiūlytas naudoti kalibravimo daugiklis m ($T_J = mT_{ID}$) [13], kitame – buvo siūloma naudoti tam tikrą pastovų temperatūros poslinkį T^* ($T_J = T_{ID} + T^*$) [11]. Tuo tarpu, bet koks didesnis efektinės temperatūros nuokrypis nuo tikrosios sandūros temperatūros buvo siejamas su krūvininkų kaitimu aukščiau už gardelės temperatūrą. Ši prielaida gali būti atmesta dėl itin sparčios krūvininkų energijos relaksacijos [14].

Šio darbo tikslas yra pagrįsti puslaidininkinės sandūros temperatūros nustatymo iš elektroluminescencijos spektro didelių energijų šlaito metodą kelių tipų šviestukams, nustatyti šio metodo taikymo sąlygas ir palyginti jį su kitais temperatūros matavimo metodais

1.1. Eksperimento eiga

Sandūros temperatūros tyrimui buvo įsigyti prekiniai vieno vato elektrinės galios raudoni (AlGaInP) ir mėlyni (InGaN) bendrovės Philips Lumileds Lighting šviestukai. Tiesioginės įtampos matavimo metu šviestukai buvo valdomi srovės šaltiniu-voltmetru Keithley 2430. Per šviestuką tekėjo vardinės srovės (350 mA) impulsai, kurių trukmė buvo 500 μ s, o veikimo ciklas $D = 1\%$. EL spektrai buvo matuojami naudojant mažos parazitinės sklaidos dvigubą monochromatorių JY HRD 1, šaldomą fotodaugintuvą Hamamatsu R1463P bei savos gamybos fotonų skaičiavimo sistemą, kuri buvo sinchronizuotai įjungtama tuo metu, kai šviestuku tekėdavo srovė. Supaprastinta EL matavimo sistemos ekvivalentinė schema pavaizduota 1.1 pav. Tyrimo metu šviestukai buvo pritvirtinti prie kriostato Crio Industries 110-637-DND varinio pagrindo. Iš kriostato kameros buvo išsiurbtas oras, o šviestuko tvirtinimo pagrindo temperatūra buvo

stabilizuojama 0,1 K tikslumu, naudojant platinos termorezistorių ir kaitintuvo valdiklį Cryogenic Control Systems 32/32B.



1.1 pav. Šviestukų EL spektrų matavimo stendo ekvivalentinė schema.

1.2. AlGaInP šviestukų sandūros temperatūros matavimas

AlGaInP puslaidininkio grupės šviestukų sandūros temperatūros matavimui pasirinkau didelės galios LXHL–MD1D modelio raudonus šviestukus su apverstos nupjautinės piramidės formos lustu. Šių šviestukų EL spektro smailės padėtis yra 638 nm. AlGaInP šviestukų gamybos metu aktyvusis sluoksnis paprastai formuojamas apie 1 μm storio [15]. Tokio storio sluoksnyje nepasireiškia kvantinis krūvininkų ribojimas, todėl analizei gali būti taikoma trimatės erdvės statistika. Atmetus draustinio tarpo fliuktuaciją dėl puslaidininkio sudėties netolygumo bei elektronų ir fotonų sąveiką, o tai pat įskaičius kvaziimpulso tvermės dėsnį, tarpjuostinės spinduliuotės spektro forma gali būti aprašoma taip [16]:

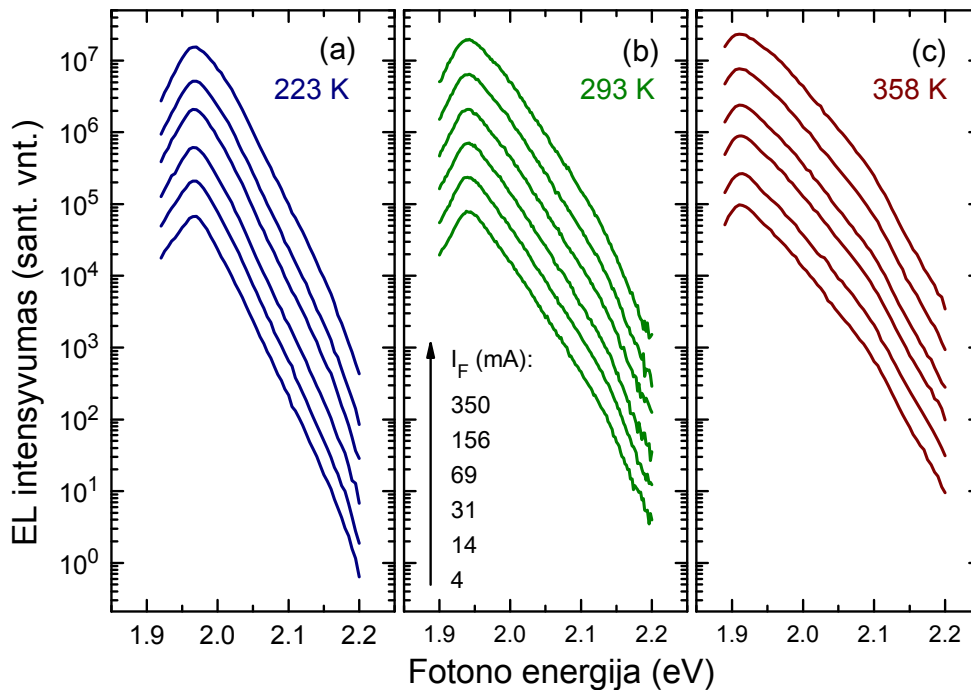
$$r(h\nu) = Ah\nu \text{Re} \sqrt{h\nu - E_g} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_c}\right); \quad (1.2)$$

čia A – konstanta, E_g – draustinio tarpo plotis, T_c – krūvininkų temperatūra. Priėmus, kad sandūros temperatūra lygi krūvininkų temperatūrai ($T_c = T_j$) ir atmetus antrąjį priešeksponentinį daugiklį ($h\nu$), EL juostos smailės pusplotis lygus $1,8k_B T_j$, o smailės padėtis yra $E_p = E_g + k_B T_j/2$. (1.2) lygties logaritmo

diferencijavimas parodo, kad sandūros temperatūra beveik lygi charakteringai temperatūrai

$$T_S = \frac{\Delta}{k_B} \left[\sqrt{1 + \frac{2k_B T_{ID}(\Delta)}{\Delta}} - 1 \right], \quad (1.3)$$

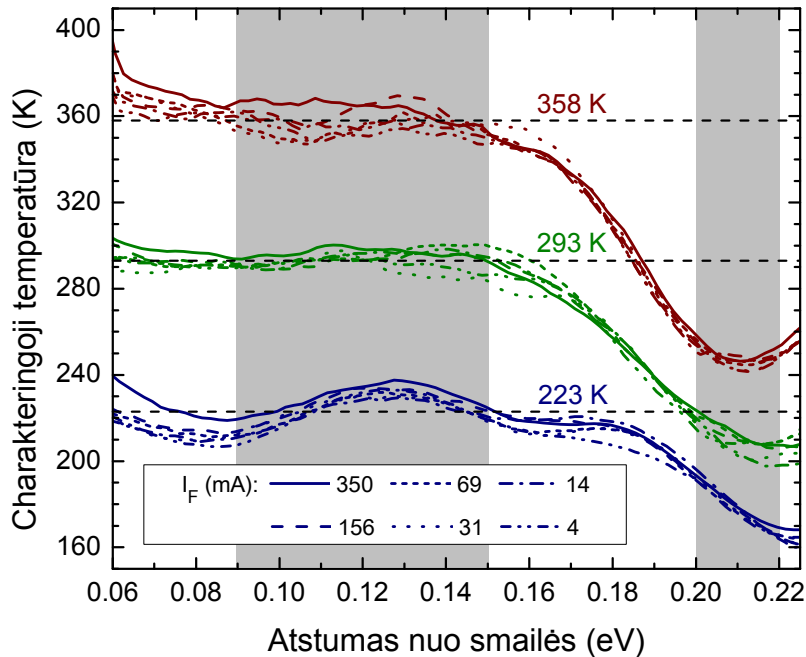
kuri priklauso nuo eksperimente matuojamo EL juostos trumpabangio šlaito statumo (ekvivalentinės temperatūros T_{ID}) ir atstumo nuo smailės padėties Δ . (1.3) lygtis leidžia manyti, kad sandūros temperatūra priartėja prie ekvivalentinės temperatūros didelės energijos riboje $\Delta \gg k_B T_J$. Nagrinėjant spektro sritį, esančią arčiau smailės padėties, sandūros temperatūra gaunama mažesnė nei ekvivalentinė ($T_J < T_{ID}$).



1.2 pav. Didelės galios raudono AlGaInP šviestuko EL spektrai išmatuoti esant skirtingoms impulsinėms tiesioginėms srovėms. Pastovi šviestuko sandūros temperatūra buvo nustatyta ties 223 K, 293 K ir 358 K. Vaizdumo dėlei spektrai yra pastumti vertikaliai vienas kito atžvilgiu [P1].

Raudono AlGaInP šviestuko EL spektrų priklausomybė nuo impulsinės srovės stiprio, esant skirtingoms metalinio pagrindo temperatūroms (223 K, 293 K ir 358 K), pavaizduota 1.2 pav. Šiame paveiksle galima matyti, kad EL spektro didelės energijos šlaitas yra jautrus sandūros temperatūrai, kuri

yra lygi metalinio pagrindo temperatūrai. Tuo tarpu esant pastoviai temperatūrai, keičiant tiesioginę srovę, šlaito forma nekinta, o smailės padėtis išlieka pastovi. Didinant sandūros temperatūrą, smailė slenkasi į raudonąją pusę su temperatūriniu koeficientu $\partial E_p / \partial T_j = -0,422 \text{ meV/K}$.

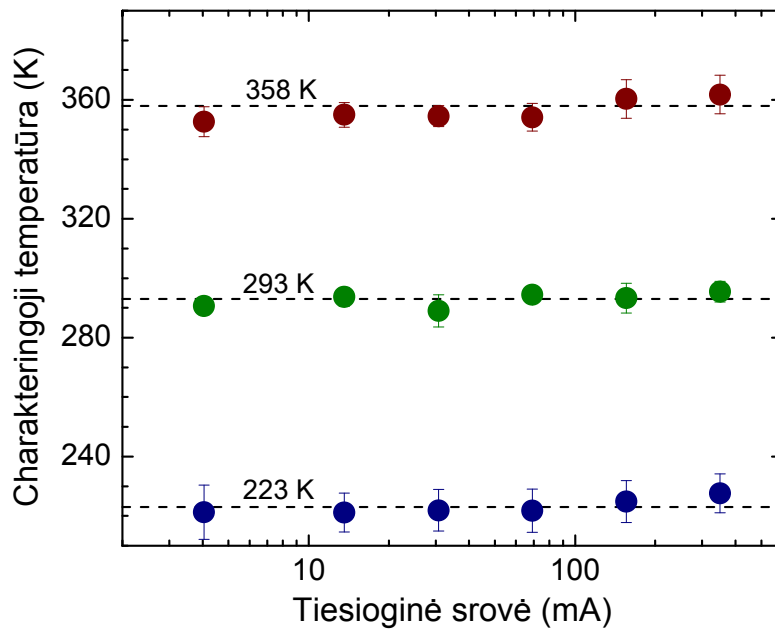


1.3 pav. Charakteringosios sandūros temperatūros, nustatytos iš EL spektrų (pavaizduotų 1.2 pav.) didelės energijos šlaito atvirkštinių išvestinių, priklausomybės nuo Δ . Horizontalios brūkšninės linijos žymi švietuko metalinio pagrindo temperatūrą. Pilkos grafiko sritys parodo fono energijų intervalus, kurie buvo naudojami temperatūros skaičiavimui [P1].

1.3 paveikslas vaizduoja charakteringąją temperatūrą kaip Δ funkciją, apskaičiuotą pagal (1.3) lygtį, nustačius EL spektro didelės energijos šlaito išvestinę pagal fono energiją. Šiame paveiksle galima matyti, kad srityje nuo 90 meV iki 150 meV, charakteringoji temperatūra, su nuokrypiu iki 6 K, sutampa su sandūros temperatūra, pažymėta horizontaliomis brūkšninėmis linijomis. Toks nuokrypis galėjo atsirasti dėl matavimo neapibrėžties atliekant kalibravimą bei matuojant EL spektrus. Nustatytas išvestinės padidėjimas, artėjant prie spektro smailės padėties, gali atsirasti dėl smailės išplitimo, sukkelto netolygios puslaidininkinio lydinio sandaros, bei elektronų ir fononų sąveikos. Tuo tarpu spektro nuotolyje virš 150 meV nuo smailės padėties, pastebimas žymus charakteringos temperatūros kritimas. Šis efektas gali būti

susijęs su fotonų sugertimi storuose ($\sim 100 \mu\text{m}$) apvalkaliniuose ir langiniuose sluoksniuose, suformuotuose iš GaP.

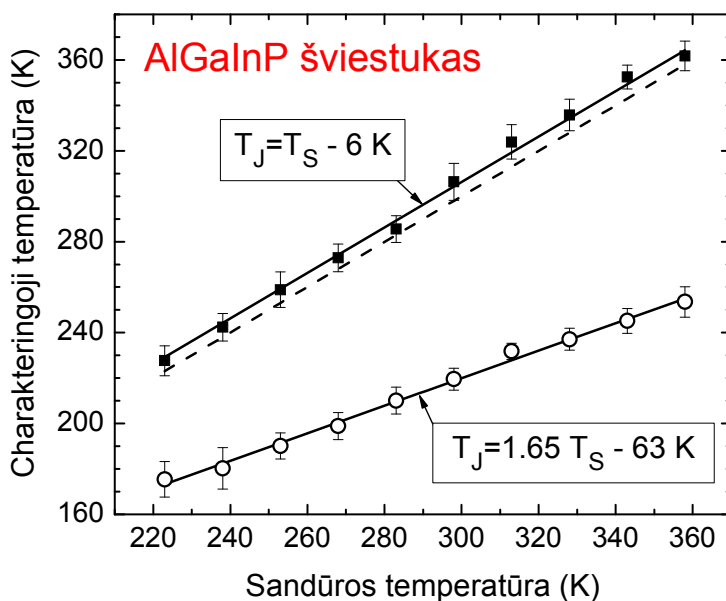
Siekiant įvertinti charakteringosios temperatūros priklausomybę nuo tiesioginės srovės stiprio, buvo apskaičiuotas eksperimentinių taškų, patenkančių į energijos intervalą nuo 90 meV iki 150 meV, vidurkis. 1.4 paveiksle pavaizduoti charakteringosios temperatūros vidurkiai kiekvienai iš tiesioginės srovės verčių, esant trims skirtingoms sandūros temperatūroms. Remiantis 1.4 pav. galima teigti, kad, įvertinus eksperimento neapibrėžtį, charakteringoji ir šviestuko sandūros temperatūros paklaidų ribose sutampa.



1.4 pav. Charakteringosios temperatūros vidurkio, apskaičiuoto intervale nuo 90 meV iki 150 meV virš EL spektro smailės padėties, priklausomybė nuo tiesioginės srovės stiprio. Brūkšninės linijos žymi šviestuko metalinio pagrindo temperatūrą [P1].

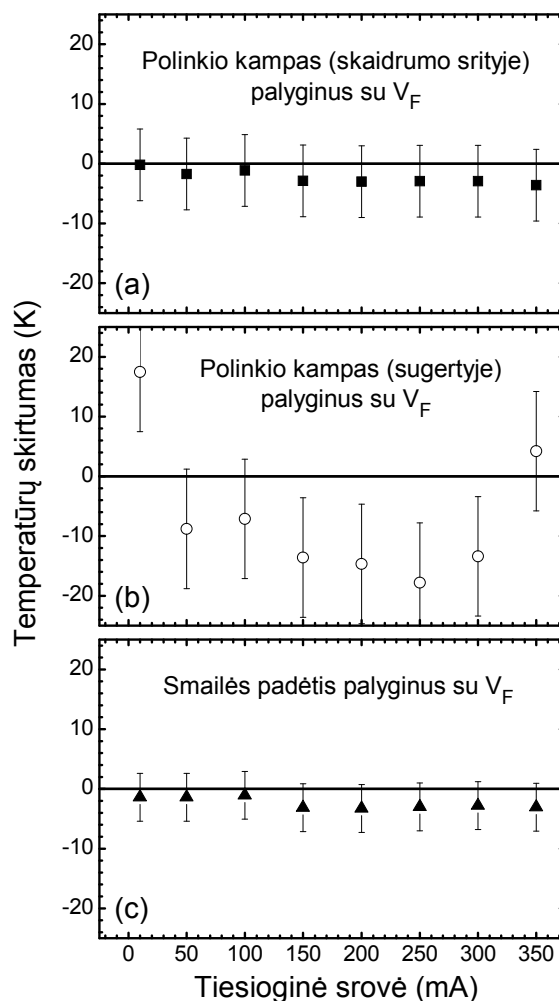
1.5 paveiksle pateiktos šviestuko sandūros temperatūros kalibravimo kreivės. Juodais kvadratais pažymėti taškai vaizduoja charakteringosios temperatūros priklausomybę nuo tikrosios sandūros temperatūros esant vardinei tiesioginei srovei. Aproximavus šiuos taškus tiesine funkcija, galima užrašyti lygtį sandūros tikrosios temperatūros nustatymui iš charakteringosios temperatūros:

$$T_J = mT_S + T^* \quad (1.4)$$



1.5 pav. Raudono AlGaInP šviestuko sandūros temperatūros matavimo kalibracinės kreivės, nustatytos iš EL spektro didelių energijų šlaito atvirkštinės išvestinės, tekant vardinei srovei (350 mA). Juodi kvadratai vaizduoja charakteringąją sandūros temperatūrą, nustatytą spektro lange nuo 90 meV iki 150 meV, o balti skrituliukai – nuo 200 meV iki 220 meV virš smailės padėties. Juodos linijos yra eksperimentinių taškų tiesinės aproksimacijos, o brūkšninė linija atitinka lygybę $T_J = T_S$ [P1].

Šiuo atveju daugiklis $m = 1$, o mažas neigiamas temperatūros poslinkis $T^* = -6 \text{ K}$ galėjo atsirasti dėl eksperimento neapibrėžties. Tokios koeficientų vertės leidžia teigti, kad sandūros temperatūra, pasirinktoje spektro dalyje nuo 90 meV iki 150 meV virš smailės padėties, gali būti matuojama tiesiogiai iš EL spektro didelių energijų šlaito atvirkštinės išvestinės, su apytiksliai 2 % neapibrėžtimi. Bandydami sandūros temperatūrą nustatyti iš EL spektro srities, kurioje vyksta sugertis, išmatavome temperatūros kalibravimo kreivę energijų intervale nuo 200 meV iki 220 meV virš smailės padėties (1.3 pav.). Spektro sritis buvo pasirinkta pagal tai, kur T_S mažiausiai keitėsi nuo energijos. Pastarosios kalibravimo kreivės eksperimentiniai taškai pažymėti 1.5 pav. baltais skrituliukais. Šiai kreivei taip pat galima pritaikyti (1.4) lygtį sandūros temperatūros skaičiavimui su koeficientais $m = 1,65$ ir $T^* = -63 \text{ K}$.



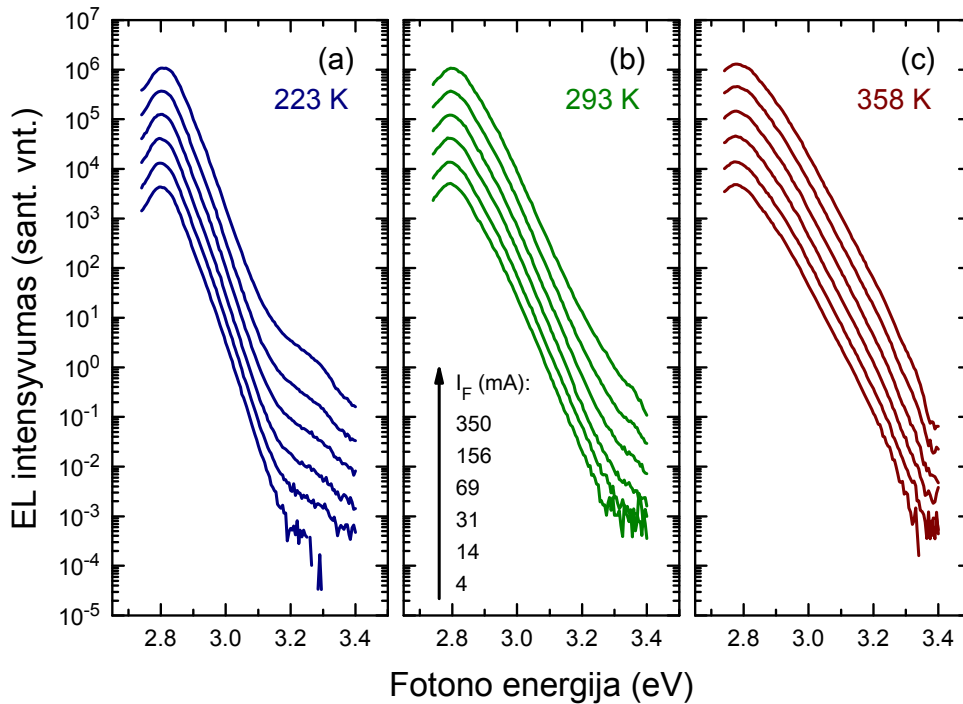
1.6 pav. Didelės galios raudono AlGaInP šviestuko sandūros temperatūros skirtumas tarp nustatytosios optiniais metodais ir iš tiesioginės įtampos. Optiniai sandūros temperatūros nustatymo metodai: (a) – charakteringoji temperatūra nustatyta iš EL spektro didelių energijų šlauto atvirkštinės išvestinės (energijų intervale nuo 90 meV iki 150 meV virš smailės padėties); (b) – charakteringoji temperatūra sugerties srityje (energijų intervale nuo 200 meV iki 220 meV virš smailės padėties); (c) – smailės padėties [P1].

AlGaInP šviestuko temperatūra nustatyta iš EL spektro trimis skirtingais būdais buvo palyginta su nustatyta naudojant tiesioginės įtampos metodą (1.6 pav.). Eksperimentiniai taškai 1.6 pav. nustatyti, šviestuką pritvirtinus prie radiatoriaus ir laikant kambario sąlygomis. Diodu tekanti srovė buvo didinama nuo 10 mA iki 350 mA. 1.6 (a) paveiksle parodytas skirtumas tarp sandūros temperatūros nustatytos iš tiesioginės įtampos ir charakteringosios temperatūros (energijų intervale nuo 90 meV iki 150 meV

virš smailės padėties). Išmatuotų temperatūrų skirtumas tesudaro 3 K ir yra matavimo paklaidų ribose. Charakteringoji temperatūra, apskaičiuota EL sugerties srityje, skiriasi nuo išmatuotosios tiesioginės įtampos metodu apie 18 K (1.6 (b) pav.). Toks nuokrypis yra didesnis nei matavimo neapibrėžtis (~10 K) ir parodo metodo jautrumą kalibravimo matavimams. Temperatūros matavimas smailės padėties metodu skyrėsi nuo tiesioginės įtampos metodo daugiausiai 4 K.

1.3. InGaN šviestukų sandūros temperatūros matavimas

Didelės galios mėlynų InGaN LXHL–MRRD modelio šviestukų konstrukcija skiriasi nuo AlGaInP šviestukų. Dėl to skiriasi ir jų elektrinės bei optinės savybės. Nitridinių šviestukų aktyviajame sluoksnyje paprastai formuojamos kvantinės duobės, kurių storis yra apie 3 nm [17]. Tokiuose dariniuose krūvininkai yra kvantiškai ribojami išilgai kristalo augimo ašies, o augimo plokštumoje esančių krūvininkų tankį galima aprašyti 2D statistika. Priėmus, kad kvantinių duobių viršutiniai energijos lygmenys yra visiškai neužimti, tarpjuostinės spindulinės rekombinacijos lemiamas EL spektro didelių energijų šlaitas turėtų įgauti grynai eksponentinę formą. Tačiau emisijoje dominuojantys lokalizuotieji krūvininkai (eksitonai) iškreipia spektro formą [18]. EL spektro didelių energijų šlaitas tiesiogiai neatspindi sandūros temperatūros, o jo formą lemia Gausinis lokalizuotųjų būsenų skirstinys [19] ir draustinio tarpo fluktuacijos [20]. Taip pat buvo stebimas šiluminis EL spektro platėjimas InGaN puslaidininkyje, esant temperatūroms aukštesnėms už 150 K [16]. Tokį smailės plitimą galima paaiškinti eksitonų ir optinių bei akustinių fononų sąveika [21–23]. InGaN puslaidininkio EL spektro didelių energijų šlaito analizinė priklausomybė nuo temperatūros yra sunkiai apibrėžiama dėl draustinio tarpo fluktuacijų [24].

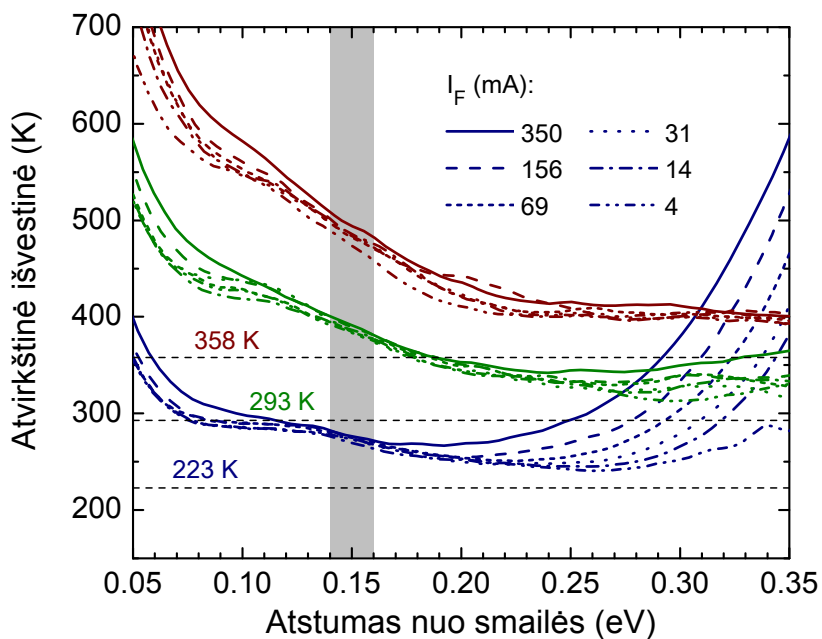


1.7 pav. Didelės galios mėlyno InGaN šviestuko EL spektrai išmatuoti esant skirtingoms impulsinėms tiesioginėms srovėms. Pastovi šviestuko sandūros temperatūra buvo nustatyta ties 223 K, 293 K ir 358 K. Vaizdumo dėlei spektrai yra perstumti vertikaliai vienas kito atžvilgiu [P1].

1.7 paveiksle pateikti didelės galios InGaN šviestuko EL spektrai išmatuoti esant impulsiniam valdymui ir skirtingoms metalinio pagrindo temperatūroms. Kiekvienas kreivių rinkinys 1.7 pav. (a), (b) ir (c) dalyse atitinka EL spektrus išmatuotus tekant skirtingoms tiesioginėms srovėms, kai sandūros temperatūros atitinkamai buvo 223 K, 293 K ir 358 K. Kaip raudono, taip ir mėlyno šviestuko EL spektro didelių energijų šlaitas priklauso nuo temperatūros. Tačiau priešingai nei AlGaInP medžiagos šviestuko (1.2 pav.), InGaN šviestuko smailės padėtis ir didelių energijų šlaitas stipriai priklauso nuo tiesioginės srovės stiprio. Didinant srovės stiprį, EL spektras plinta, o smailės padėtis slenkasi į trumpesnių bangų pusę. Smailės slinkimas į didesnių energijų pusę atsiranda dėl aukštesnių energinių lygmenų užpildymo esant dideliame lokalizuotųjų krūvininkų tankiui.

InGaN šviestuko EL spektrų, pavaizduotų 1.7 pav., didelės energijos šlaito atvirkštinės išvestinės ((1.1) lygtis) priklausomybės nuo Δ , pavaizduotos 1.8 pav. Didinant nuotolį nuo smailės padėties į trumpesnių bangų pusę,

atvirkštinė išvestinė artėja prie metalinio pagrindo temperatūros (tikrosios sandūros temperatūros), pavaizduotos horizontaliomis punktyrinėmis linijomis. Tai leidžia manyti, kad didelių energijų šlaito tolimą spektro dalį lemia 2D laisvųjų krūvininkų rekombinacija. Tačiau EL spektro iškraipymai dėl emisijos apvalkaliniuose sluoksniuose neleidžia atvirkštinei išvestinei pasiekti sandūros temperatūros. Dėl šios priežasties InGaN šviestukui sandūros temperatūra gali būti nustatoma tik atlikus kalibravimą.

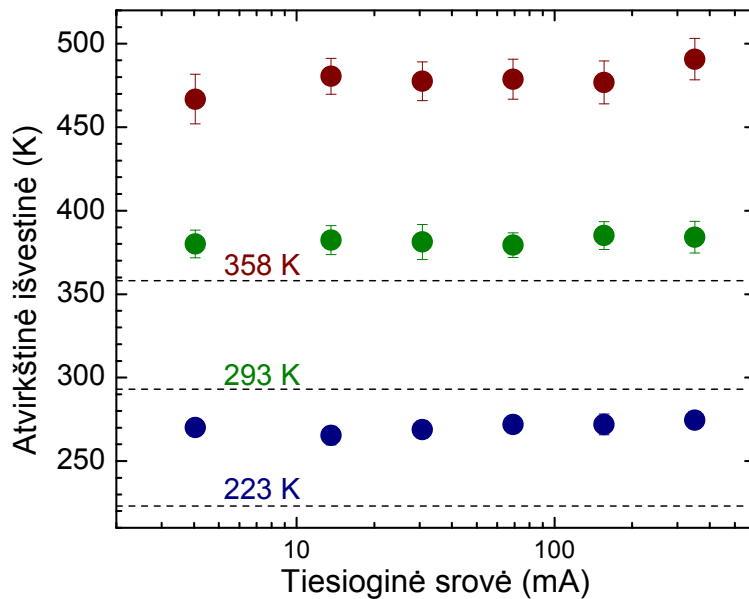


1.8 pav. Mėlyno InGaN šviestuko EL spektrų didelės energijos šlaito atvirkštinės išvestinės, išreikštos temperatūros vienetais, priklausomybė nuo fotono energijos nuotolyje Δ . Brūkšninės horizontalios linijos rodo šviestuko metalinio pagrindo temperatūrą. Pilka grafiko sritis žymi spektrinį langą, kurio rezultatai buvo naudojami sandūros temperatūros nustatymui [P1].

Plačiame temperatūrų intervale (nuo 223 K iki 358 K) išskyrėme spektro dalį nuo 140 meV iki 160 meV virš smailės padėties, kurioje atvirkštinė išvestinė monotoniškai didėjo, didinant temperatūrą, ir buvo stebima mažiausia kreivių sklaida, dėl skirtingos tiesioginės srovės. 1.9 paveiksle pateiktos atvirkštinės išvestinės vidurkių, apskaičiuotų naudojant 11 eksperimentinių taškų iš minėtos nuotolio nuo smailės srities, priklausomybės nuo tiesioginės srovės stiprio. Galima teigti, kad šie vidurkiai

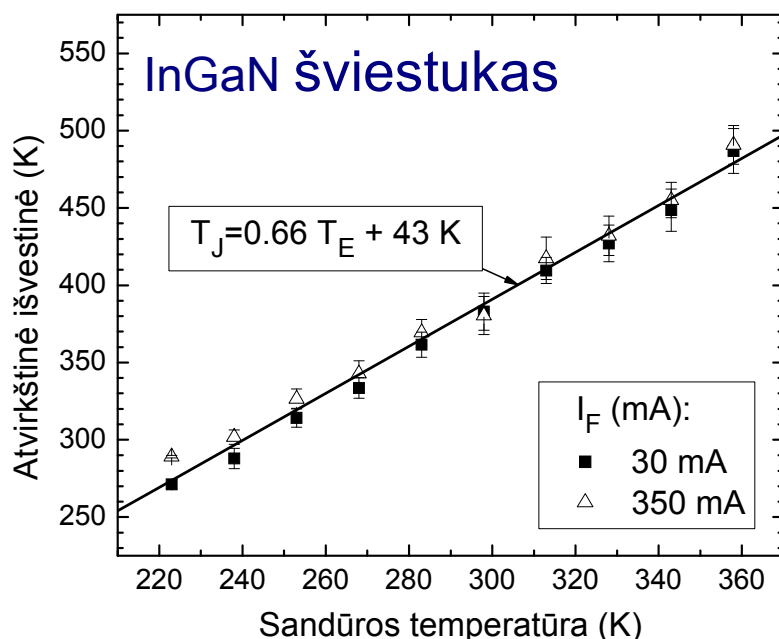
beveik nepriklauso nuo tiesioginės srovės esant pastoviai sandūros temperatūrai, nes taškų sklaidos standartinis nuokrypis tesudaro 8 K. Tačiau grafike galima matyti žymų vertikalų taškų poslinkį metalinio pagrindo temperatūros atžvilgiu. Šiuo atveju sandūros temperatūros matavimui skirta kalibravimo kreivė turėtų būti brėžiama įskaitant visus (1.4) lygties parametrus, o charakteringąją temperatūrą T_S pakeitus į atvirkštinę didelių energijų šlauto išvestinę T_{ID} :

$$T_J = mT_{ID} + T^* . \quad (1.5)$$

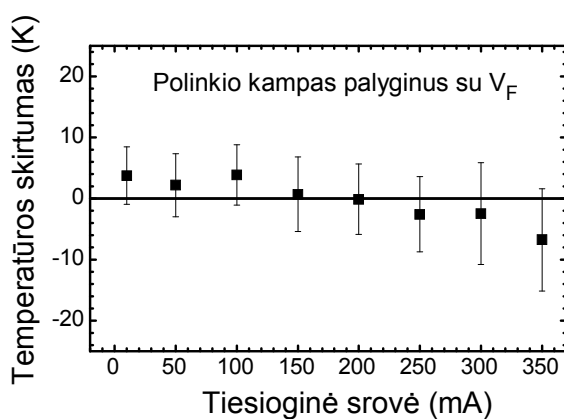


1.9 pav. Didelės galios mėlyno šviestuko atvirkštinės išvestinės vidurkio, apskaičiuoto naudojant 11 eksperimentinių taškų spektro srityje nuo 140 meV iki 160 meV virš smailės padėties, priklausomybė nuo tiesioginės srovės esant trims skirtingoms sandūros temperatūroms (brūkšninės linijos) [P1].

1.10 paveiksle pavaizduota sandūros temperatūros matavimo kalibracinė kreivė. Ši kreivė nubrėžta mažiausių kvadratų metodu per eksperimentinius taškus, išmatuotus esant 30 mA ir 350 mA tiesioginėms srovėms. Pasirinktai spektro sričiai (nuo 140 meV iki 160 meV virš smailės padėties) daugiklis $m = 0,66$, o vertikalusis temperatūros poslinkis $T^* = 43$ K. Akivaizdu, kad šios parametrų vertės galioja plačiame srovių diapazone (nuo 30 mA iki 350 mA). Didelių energijų šlauto metodo palyginimas su sandūros temperatūros nustatymu iš tiesioginės įtampos pavaizduotas 1.11 pav.



1.10 pav. Mėlyno InGaN šviestuko sandūros temperatūros matavimo, naudojant EL spektro didelių energijų šlaito atvirkštinę išvestinę, kalibracinę kreivę [P1].



1.11 pav. Skirtumas tarp InGaN šviestuko sandūros temperatūrų, išmatuotų naudojant kalibruotą didelių energijų šlaito atvirkštinę išvestinę ir tiesioginės įtampos metodu [P1].

1.4. Pirmojo skyriaus išvados

Šiame skyriuje aprašiau šviestuko sandūros temperatūros nustatymo iš EL spektro didelių energijų šlaito metodo tyrimą. Šiuo metodu sandūros temperatūra buvo matuojama didelės galios raudono AlGaInP ir mėlyno InGaN šviestukuose. Pirmiausiai, naudojant mažo veikimo ciklo (1 %) vardinės srovės impulsus, buvo atliktas EL spektrų temperatūrinis kalibravimas

temperatūrų intervale nuo 223 K iki 358 K. Naudojant šiuos spektrus ir tiesioginės įtampos vertes, buvo gautos sandūros temperatūros kalibravimo kreivės. Remiantis kalibravimo duomenimis, įvairiais metodais buvo nustatyta sandūros temperatūra tekant nuolatinei tiesioginei srovei.

Tyrimo rezultatai parodė, kad, įskaitant trimatį būsenų tankio skirstinį, AlGaInP šviestukuose, kuriuose formuojamas storas aktyvusis sluoksnis, sandūros temperatūra gali būti prilyginta charakteringajai temperatūrai apskaičiuojamai naudojant EL spektro didelės energijos šlauto atvirkštinę išvestinę. Šio metodo taikymui reikia, kad EL spektras nebūtų iškreiptas sugerties apvalkaliniuose (langiniuose) sluoksniuose. Analizei tinkama spektro sritis turi būti nutolusi bent 100 meV nuo smailės padėties į trumpesnių bangų pusę. Nepaisant šių apribojimų, tyrimo metu buvo nustatyta, kad sandūros temperatūra gali būti nustatyta ir iš EL spektro srities, kurioje vyksta fotonų sugertis apvalkaliniuose ir langiniuose sluoksniuose. Šiuo atveju sandūros temperatūra negali būti tapatinama su charakteringąja temperatūra, ir reikia naudoti tiesinę kalibravimo lygtį (1.4).

InGaN šviestukuose sandūros temperatūros nustatymą iš EL spektro didelės energijos šlauto apsunkina sudėtingi šiluminiai procesai keičiantys lokalizuotųjų krūvininkų elektroliuminescencijos juostos formą. Vis dėlto atvirkštinę išvestinę spektrinėje srityje apie 150 meV virš smailės padėties galima susieti su tikrąja sandūros temperatūra, pritaikius tiesinę aproksimaciją su korekcijos daugikliu m ir pastovia dedamąja T^* .

2. Šviestukų temperatūros dinamika esant impulsiniam valdymui [P5]

Įvairių rūšių šviestukai ir jų telkiniai šiuo metu jau yra plačiai taikomi apšvietimui ir tokiose srityse, kaip video ekranai ar skystųjų kristalų vaizduoklių konstrukcijos [25–31]. Dažniausiai įvairiaspalviam apšvietimui ir vaizduokliuose naudojamas raudono, žalio ir mėlyno (RGB) šviestukų telkinys, pasižymintis geromis objektų spalvų atgavos galimybėmis [32]. Be to, šviestuvai, kuriuose įdėti daugiau nei trys skirtingų spalvų šviestukai (pvz., raudonas, gintarinis, žalias ir mėlynas, (RAGB)), gali būti naudojami reklamos ar dizaino srityse, kur reikalingas objektų spalvos blukinimas arba sodrinimas [33–35]. Siekiant keisti daugiaspalvių šviestukų telkinių spinduliuotės intensyvumą, dažniausiai yra naudojama vardinės tiesioginės srovės impulsų pločio moduliacija (PWM). Palyginus su nuolatinės srovės reguliavimo metodu, PWM valdymas užtikrina pastovesnę šviestukų EL spektro smailės padėtį ir beveik vienodą našumą dėl pastovaus injektuojamų krūvininkų tankio [36]. Be to, PWM valdymo elektronikos priemonėms nereikia sudėtingos analoginės sistemos, kuri reguliuoja tiesioginės srovės stiprį ir naudoja daug energijos. Skaitmeninėse elektronikos priemonėse naudojamas dvejetainis kodas taip pat gali būti sėkmingai taikomas šviestukų valdymui. Tam gali būti naudojami tokie veikimo ciklo valdymo būdai, kaip BPWM (angl. binary-weighted PWM) arba GPWM (angl. gated PWM) [37].

Pasirinkus PWM valdymą, išlieka aktualus optinių parametrų pastovumo, kintant šviestuko sandūros temperatūrai, klausimas [38,39]. Pavyzdžiui, šviestukų telkinyje naudojant skirtingų spalvų šviestukus, dėl jų nevienodų konstrukcijų ir puslaidininkinių medžiagų, skiriasi sandūros temperatūra kaitimas ir pasireiškia nevienodas kaitimo poveikis EL spektrams, esant skirtingiems veikimo ciklams [40–42]. Dėl šios priežasties, keičiant šviestuvo intensyvumo lygį, jo spalvis gali pasikeisti. Paprastai šviestuvuose realizuojamas grįžtamasis ryšys temperatūriniam parametrų pokyčiui kompensuoti [43]. Tokioje sistemoje grįžtamojo ryšio sistema reaguodama į aušinimo radiatoriaus temperatūrą, pasinaudoja temperatūrų kalibracinėmis

kreivėmis ir nustato puslaidininkinės sandūros temperatūrą [44]. Nors literatūroje pateikiama įvairių šviestuko sandūros kaitimo modelių [45–50], tačiau dauguma iš grįžtamųjų ryšių schemų remiasi vidutinės sandūros temperatūros skaičiavimu iš matuojamos radiatoriaus temperatūros. PWM šviestukų valdymo atveju, toks korekcinės sistemos taikymas netinka dėl atsirandančių momentinės ir vidutinės sandūros temperatūros nesutapimo.

Šviestuko aktyviojo sluoksnio temperatūros svyravimas komplikuoja daugiaspalvio telkinio valdymą PWM būdu, nes dėl skirtingo kaitimo srovės impulso metu gali žymiai pakisti telkinio spalvis. Šis reiškinys gali būti kompensuojamas panaudojant sudėtingesnius impulsinio valdymo metodus. Pavyzdžiui, naudojant impulsų kodo moduliaciją (angl. pulse code modulation, PCM) [51,52], temperatūros svyravimo efektas yra sumažinamas dėl panaudoto kintamo, trumpų impulsų, pasikartojimo dažnio viename periode. Žvelgiant į pastarąjį valdymo metodą, galima daryti prielaidą, kad sandūros temperatūros svyravimų amplitudės mažėjimas gali būti pasiektas naudojant kuo trumpesnius srovės impulsus su kintamu pasikartojimo dažniu. Toks valdymo būdas yra impulsų pasikartojimo dažnio moduliacija (angl. pulse frequency modulation, PFM). Taikant PFM metodą ir naudojant impulsų pasikartojimo dažnį, didesnę nei darinio atvirkštinės šiluminės relaksacijos trukmės, dėl mažesnio temperatūros svyravimo galima padidinti optoelektroninio šviesos šaltinio našumą [53,54].

Šiame skyriuje bus aprašytas eksperimentinis šviestuko, valdomo PWM ir PFM būdais, išėjimo charakteristikų palyginimas. Eksperimento rezultatų teoriniam aprašymui bus pasiūlytas paprastas sandūros temperatūros priklausomybės nuo laiko, pasibaigus pereinamiesiems procesams po įjungimo, modelis.

2.1. Eksperimento aprašymas

Temperatūros dinamikos tyrimui buvo pasirinktas didelės galios (1-W) AlGaInP gintarinės spalvos šviestukas (Philips Lumileds Lighting LXHL-

ML1D), kurio puslaidininkinės medžiagos laidumo juosta turi artimą šoninį slėnį. Dėl tokios juostinio modelio konfigūracijos pasireiškia stiprus temperatūros poveikis šviestuko optinėms charakteristikoms. Tiriamo šviestuko lustas korpuse yra įtvirtintas naudojant apverstos nupjautinės piramidės technologiją. Šio lusto piramidės pagrindas, 200 μm n-GaP sluoksnis, yra prilydytas prie epitaksinio aktyviojo sluoksnio [15], kuris yra suformuotas ant ~55 μ storio p-GaP apvaskalinio (langinio) sluoksnio [55]. Puslaidininkinio lusto skylinio laidumo pusė yra lydmetaliu pritvirtinta prie varinio pagrindo, o šis prikljuotas prie spausdintinės plokštės su metalo šerdimi (angl., metal-core printed circuit board, MCPCB). Viso darinio, nuo sandūros iki metalinio plokštės pagrindo, šiluminė varža yra 20 K/W.

Atliekant šviestuko temperatūros dinamikos matavimus šviestukas buvo tvirtintas prie masyvaus aliumininio radiatoriaus, kurio temperatūra buvo 295 K.

Šviestuką valdant PWM metodu, buvo keičiama vardinės srovės impulsų trukmė nuo 200 μs iki 20 ms, o pastovus impulsų pasikartojimo dažnis buvo 50 Hz. PFM valdymo atveju buvo nustatyta pastovi srovės impulso trukmė 200 μs, o impulsų pasikartojimo dažnis kito nuo 50 Hz (veikimo ciklas 1 %) iki 5 kHz (veikimo ciklas 100 %). Abiem atvejais, panaudojus srovės stabilizatorių LM350, per diodą tekėjo 350 mA tiesioginė srovė. Rezultatų palyginimui matavimai buvo atlikti ir naudojant nuolatinės srovės reguliavimo valdymą, kai srovės stipris buvo keičiamas nuo 3,5 mA iki 350 mA.

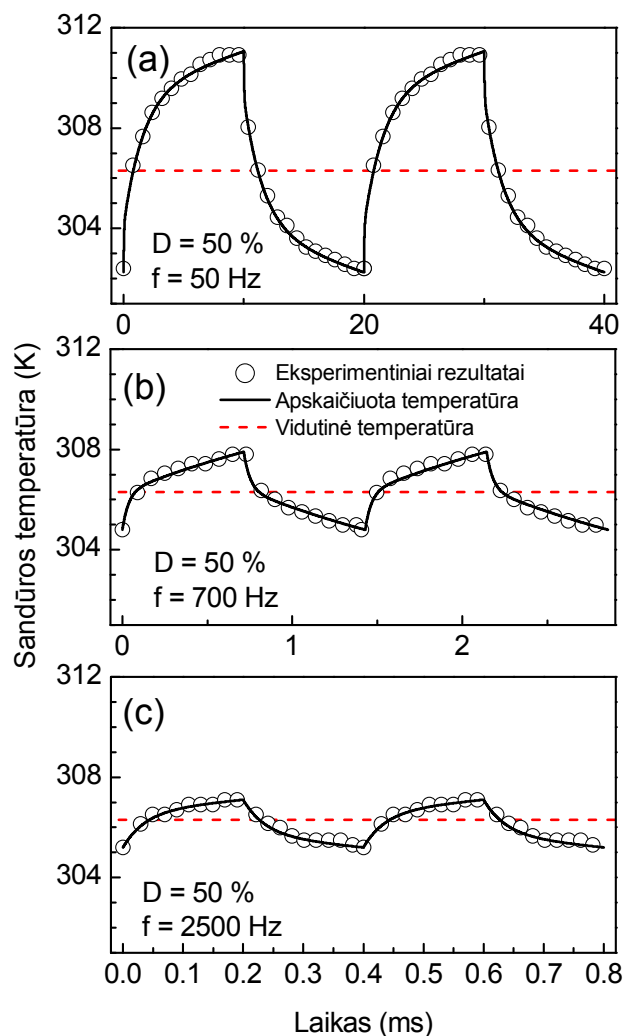
Puslaidininkinės sandūros temperatūra buvo matuojama su 2000 taškų per periodą skyra, naudojant tiesioginės įtampos metodą [2]. Šviestuko tiesioginės įtampos matavimui buvo panaudoti skirtuminis įtampos stiprintuvas ir skaitmeninis oscilografas Tektronix TDS2022. Tokios sistemos įtampos skiriamoji geba yra 0,2 mV, o tai atitinka 0,1 K neapibrėžtį, matuojant sandūros temperatūrą. Pauzės tarp impulsų metu sandūros temperatūra buvo nustatinėjama iš tiesioginės įtampos per šviestuką tekant 3,5 mA srovei. Apdorojant matavimo rezultatus buvo atsižvelgta į tai, kad tekant šiai srovei, vidutinė sandūros temperatūra pakyla 0,2 K.

Šviestuko EL spektrai buvo matuojami naudojant monochromatorių JY HRD 1 ir fotodaugintuvą Hamamatsu R1463P. Santykinė spinduliuotės galia buvo išmatuota naudojant spartų fotodiodą Everlight PD15-22C, įjungtą fotolaidumo režimu.

Temperatūros nustatymui iš tiesioginės įtampos reikalingi kalibravimo matavimai buvo atliekami šviestuką pritvirtinus vakuuminiam kriostate Cryo Industries 110-637-DND. Tiesioginės įtampos vertės buvo matuojamos temperatūrų intervale nuo 273 K iki 333 K. Tam, kad sandūra savaime nekaistų, buvo naudojami 30 μ s srovės impulsai su 0,1 % veikimo ciklu. Įtampos priklausomybė nuo temperatūros buvo matuojama esant 350 mA ir 3,5 mA tiesioginėms srovėms. Kriostate šviestuko pagrindo temperatūra buvo pastovi su nuokrypiu apie 0,1 K. Temperatūros stabilizavimui buvo naudojamas rezistorinis Pt jutiklis ir kaitintuvo valdiklis Cryogenic Control Systems 32/32B. Ta pati įranga buvo naudojama EL spektrų ir intensyvumo temperatūrinėms priklausomybėms nustatyti.

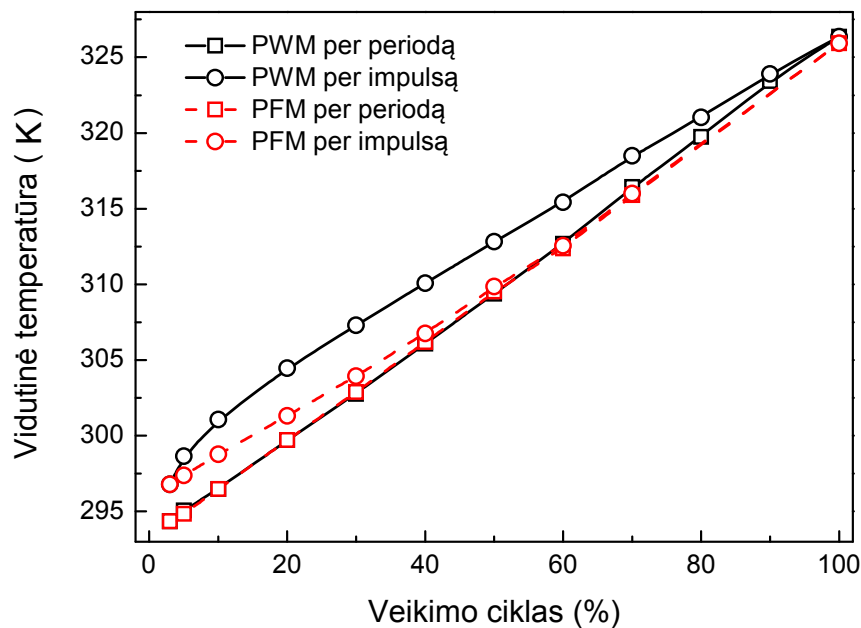
2.2. Šviestuko sandūros temperatūros svyravimas

2.1 paveiksle taškais pavaizduoti eksperimentiškai nustatyti puslaidininkinės sandūros temperatūros kitimai, esant skirtingiems impulsų pasikartojimo dažniams (50 Hz, 700 Hz ir 2,5 kHz), kai veikimo ciklas yra 50 %. Šiame paveiksle galima matyti, kad temperatūros svyravimai kaitimo ir aušimo atvejais yra beveik simetriški, o augant impulsų pasikartojimo dažniui, svyravimų amplitudė mažėja. Tačiau vidutinė sandūros temperatūra išlieka vienoda (306,3 K) ir nepriklauso nuo svyravimų dažnio.



2.1 pav. Gintarinės spalvos AlGaInP šviestuko, valdomo stačiakampiais srovės impulsais, kurių pasikartojimo dažniai yra 50 Hz (a), 700 Hz (b) ir 2,5 kHz (c), sandūros temperatūros dinamika, išmatuota tiesioginės įtampos metodu. Grafikuose taškais pavaizduotas kas 80-tas eksperimentinis taškas; ištisinės kreivės atitinka teoriškai apskaičiuotą temperatūros dinamiką; brūkšninės linijos parodo vidutinę sandūros temperatūrą [P5].

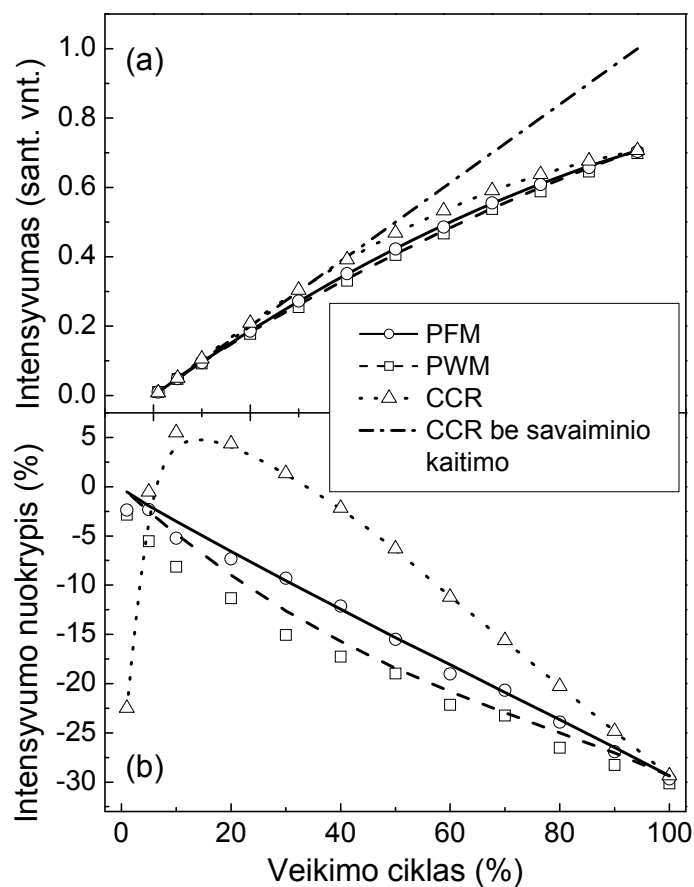
2.2 paveiksle pavaizduota vidutinė sandūros temperatūra, apskaičiuota iš eksperimentinių rezultatų per impulsų pasikartojimo periodą (kvadratiniai taškai) ir per prijungtos tiesioginės srovės impulsą (apvalūs taškai). Šiame grafike juodos kreivės atitinka PWM valdymo būdą, o raudonos – PFM. 2.2 paveiksle galima matyti, kad esant PFM valdymo metodui, dėl trumpų tiesioginės srovės impulsų vidutinė sandūros temperatūra veikiant srovei nedaug skiriasi nuo vidutinės temperatūros apskaičiuotos per impulsų pasikartojimo periodą.



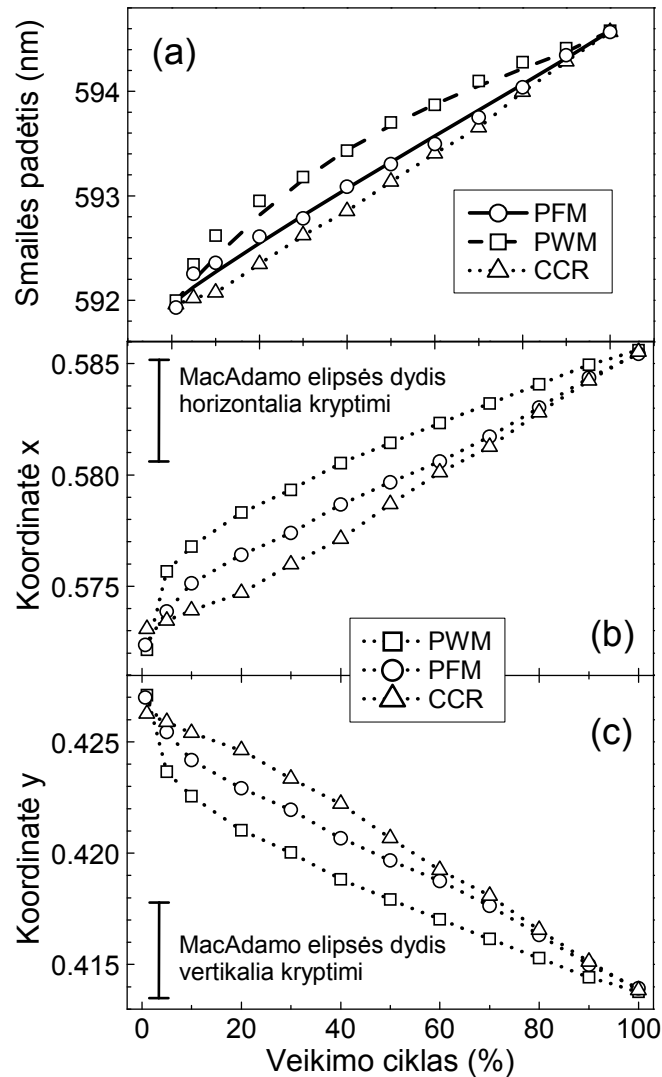
2.2 pav. Didelės galios gintarinio AlGaInP šviestuko vidutinė sandūros temperatūra per impulsų pasikartojimo periodą (kvadratiniai taškai) ir per prijungtos tiesioginės srovės impulsą (apvalūs taškai). Juodos kreivės atitinka PWM valdymo būdą, o raudonos – PFM.

Taškai 2.3(a) pav. vaizduoja laike integruoto intensyvumo priklausomybę nuo veikimo ciklo, esant PFM (skrituliukai), PWM (kvadratai) ir pastovios srovės (CCR) (trikampiai) valdymo būdams (CCR valdymo atveju veikimo ciklas atitinka vardinės srovės procentinę dalį). Brūkšninė taškinė tiesė atitinka numanomą intensyvumo kitimą, esant CCR valdymo būdui, kai nėra savaiminio kaitimo efekto. Šios tiesės koordinatės buvo proporcingai apskaičiuotos naudojant mažo veikimo ciklo ir trumpais impulsais maitinto šviestuko laike integruotą intensyvumą. Akivaizdu, kad esant bet kokiam valdymo būdui, išmatuotas integruotas intensyvumas didinant veikimo ciklą žymiai nukrypsta nuo tiesės žyminčios intensyvumą be kaitimo. Šis nuokrypis taškais pavaizduotas 2.3(b) pav. Kai veikimo ciklas lygus 100 %, visi trys nuokrypiai sutampa ir yra lygūs –30 %. Tuo tarpu mažinant veikimo ciklą, galima pastebėti nuokrypių skirtumą esant skirtingiems valdymo būdams. Pavyzdžiui, kai veikimo ciklas yra 50 %, PFM valdymo atveju stebimas –15 % nuokrypis, PWM valdymo atveju – –19 %, o esant CCR valdymui,

intensyvumas dėl kaitimo sumažėja tik 6 %. Žvelgiant į dar mažesnes veikimo ciklo vertes, atskleidžiamas didelis CCR metodo trūkumas – dėl mažo injektuojamų krūvininkų tankio pastebimai krenta šviestuko našumas. Taip pat reiktų pažymėti, kad esant PFM valdymo būdui intensyvumo nuokrypis yra beveik tiesinis, priešingai nei PWM ir CCR valdymui. Toks tiesiškumas gali palengvinti šviestuvo valdymo algoritmą, kai siekiama kompensuoti kaitimo sukeltą intensyvumo mažėjimą.



2.3 pav. (a) Gintarinio šviestuko laike integruoto intensyvumo priklausomybė nuo veikimo ciklo esant PFM (skrituliukai), PWM (kvadratai) ir CCR (trikampiai ir taškinė linija) intensyvumo valdymo būdams (CCR valdymo būdui veikimo ciklas atitinka procentinę nuolatinės, vardinės srovės procentinę dalį). Ištininės ir brūkšninės linijos parodo teoriškai apskaičiuotas vertes. Spėjimą integruotą intensyvumą, jei šviestukas nekaistų, vaizduoja brūkšninė taškinė linija. (b) Tie patys rezultatai pavaizduoti, kaip nuokrypis nuo hipotetinės (be kaitimo) laike integruoto intensyvumo tiesės [P5].



2.4 pav. (a) Didelės galios gintarinio šviestuko EL spektro smailės padėties priklausomybė nuo veikimo ciklo esant PFM (skrituliukai), PWM (kvadratai) ir CCR (trikampiai) valdymo būdams (CCR valdymo būdui veikimo ciklas atitinka procentinę nuolatinės, vardinės srovės procentinę dalį). Ištisinės ir brūkšninės linijos parodo teoriškai apskaičiuotas vertes. 1931 m. CIE spalvio koordinatės x (b) ir y (c), kaip veikimo ciklo funkcijos. Vertikalios atkarpos rodo interpoliuotas MacAdamo elipsės matmenis; taškuotos linijos skirtos vaizdumui padidinti [P5].

2.4(a) paveiksle pavaizduota EL spektro smailės padėties priklausomybė nuo veikimo ciklo. Didinant nuolatinę srovę smailės padėtis beveik tiesiškai slenkasi į ilgesnių bangų pusę per 2,6 nm. Nors esant impulsiniam šviestukų maitinimui smailės padėtis kinta netiesiškai, tačiau taikant PFM metodą nuokrypis nuo teisiškumo yra labai mažas. 2.4 paveikslo (b) ir (c) dalyse pateiktos šviestuko spalvio koordinatė x ir y priklausomybės

nuo veikimo ciklo. Grafikuose esančios vertikalios atkarpos rodo ekstrapoliuotas MacAdamo elipsės, kurios centras atitinka tiriamo šviestuko spalvio koordinatės, matmenis x ir y koordinačių kryptimis [34,56]. Kaip ir EL spektro smailės atveju, šviestuko spalvio koordinatės nuo veikimo ciklo tiesiškiausiai priklauso esant CCR valdymui, o kai maitinimas yra impulsinis, tiesinis kitimas nepasireiškia. Visgi PFM intensyvumo valdymo metodas užtikrina artimą tiesiškam spalvio koordinačių kitimą. Todėl galima daryti prielaidą, kad pastebimo spalvio skirtumo tarp CCR ir PFM valdymo būdų nebus.

2.3. Šviestuko valdomo srovės impulsais sandūros temperatūros kitimo modelis

Eksperimentinių rezultatų paaiškinimui buvo panaudotas paprastas sandūros temperatūros periodinio kitimo modelis. Modelis numato, kad puslaidininkinės sandūros temperatūra svyruoja tarp žinomos radiatoriaus temperatūros, kuri, esant geram aušinimui, būna lygi aplinkos temperatūrai T_A , ir aukščiausios temperatūros, kuri pasiekama, kai veikimo ciklas yra 100 %. Maksimali sandūros temperatūra gali būti apskaičiuojama žinant šviestuko šiluminę varžą:

$$T_{J_{\max}} = T_A + R_{\theta}(V_F I_F - \Phi); \quad (2.1)$$

čia $T_{J_{\max}}$ – didžiausia sandūros temperatūra, T_A – aplinkos temperatūra, R_{θ} – šviestuko šiluminė varža, V_F ir I_F – atitinkamai tiesioginė įtampa ir tiesioginė srovė, Φ – spindulinė galia (srautas). Priėmus, kad sandūros temperatūros atsakas į pasikartojančius stačiakampius srovės impulsus yra daugiaekspontinė funkcija [57], temperatūros dinamiką per vieną periodą, pasibaigus pereinamiesiems procesams, galima aprašyti taip:

$$T_J(t) = \begin{cases} T_J(0) + [T_{J_{\max}} - T_J(0)] \left[1 - \sum_i \alpha_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \right] & \text{kai } 0 \leq t \leq t_p, \\ T_A + [T_J(t_p) - T_A] \sum_i \alpha_i \exp\left(-\frac{t-t_p}{\tau_i}\right) & \text{kai } t_p \leq t \leq t_0; \end{cases} \quad (2.2)$$

čia $T_J(t)$ – momentinė sandūros temperatūra, $T_J(0)$ – sandūros temperatūra periodo pradžioje, t – laikas, t_p – srovės impulso trukmė, t_0 – impulsų pasikartojimo periodas, α_i – svartinis koeficientas, τ_i – šiluminės relaksacijos trukmė. Tam, kad būtų išvengta žmogaus akims pastebimo šviesos mirgėjimo, srovės impulsų pasikartojimo dažnis turėtų būti ne žemesnis nei 60 Hz. Dėl šios priežasties tyrimo metu buvo nagrinėjamos relaksacijos trukmės nuo 100 ms ir trumpesnės.

Kraštinius sandūros temperatūros svyravimų periodo taškus $T_J(0)$ ir $T_J(t_0)$ galima surasti naudojantis dviem sąryšiais:

$$T_J(0) = T_J(t_0) \quad (2.3)$$

ir

$$\frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} T_J(t) dt = T_A + \frac{t_p}{t_0} (T_{J_{\max}} - T_A). \quad (2.4)$$

(2.4) lygtis aprašo sąlygą, kad vidutinė sandūros temperatūra yra proporcinga veikimo ciklui.

Suradus (2.3) ir (2.4) lygčių bendrą sprendinį, galima išreikšti kitus du (2.2) lygties parametrus:

$$T_J(t_p) = T_S + \frac{T_{Jm} - T_S}{\sum_i \alpha_i \exp\left(-\frac{t_0 - t_p}{\tau_i}\right) + \frac{\sum_i \alpha_i \tau_i \left[1 - \exp\left(-\frac{t_0 - t_p}{\tau_i}\right) \right]}{\sum_i \alpha_i \tau_i \left[1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_i}\right) \right]}}, \quad (2.5)$$

$$T_J(t_0) = T_S + \frac{T_{Jm} - T_S}{1 + \frac{\sum_i \alpha_i \tau_i \left[1 - \exp\left(-\frac{t_0 - t_p}{\tau_i}\right) \right]}{\sum_i \alpha_i \tau_i \left[1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_i}\right) \right] \sum_i \alpha_i \exp\left(-\frac{t_0 - t_p}{\tau_i}\right)}}. \quad (2.6)$$

Žinant aplinkos temperatūrą ir įvertinus aukščiausią sandūros temperatūrą, pasinaudojus pastaraisiais sprendiniais ir žinant šiluminės relaksacijos parametrus (α_i ir τ_i) galima apskaičiuoti sandūros temperatūrą, bet kuriuo laiko momentu, pasibaigus pereinamiesiems procesams po impulsinio valdymo įjungimo.

Eksperimentinius rezultatus aproksimavus (2.2) lygtimi ir pasirinkus, kad temperatūros kitimo dėsnis yra trijų eksponenčių ($i = 3$), galima nustatyti šiluminės relaksacijos parametrus. Ištisinės kreivės 2.1 pav. atitinka teoriškai apskaičiuotą sandūros temperatūros dinamiką, kai $T_A = 295$ K, $R_0 = 20$ K/W, o aproksimacijos būdu nustatyti šiluminės relaksacijos parametrai yra: $\tau_1 = 37$ μ s, $\tau_2 = 1,6$ ms, $\tau_3 = 39$ ms, $\alpha_1 = 0,12$, $\alpha_2 = 0,34$, $\alpha_3 = 0,54$. Pastarieji parametrai buvo nustatyti tokiu būdu, kad teorinis temperatūros kitimas geriausiai sutaptų su visa grupe eksperimentinių rezultatų, išmatuotų esant 50 % veikimo ciklui ir impulsų pasikartojimų dažniui kintant nuo 50 Hz iki 2,5 kHz.

Eksperimentiškai nustatytų šiluminės relaksacijos trukmių paaiškinimui buvo remiamasi vienmačiu šilumos perdavimo šviestuko konstrukcijoje modeliu. Analogiškai, kaip ir elektrinėse grandinėse, šios trukmės gali būti skaičiuojamos kaip šiluminės varžos ir šiluminės talpos sandauga. Šiluminę varžą ir talpą išreiškus fizikiniais medžiagos parametrais, relaksacijos trukmę galima užrašyti taip:

$$\tau = \frac{c\rho d^2}{\kappa}; \quad (2.7)$$

čia c – savitoji šiluma, ρ – tankis, d – sluoksnio storis, κ – šiluminis laidumas. Nustačius puslaidininkio lusto matmenis ir struktūrą, galima teigti, kad

trumpiausia laiko pastovioji yra susijusi su šilumos perdavimu per šviestuko lustą [58]. Įvertinus varinio pagrindo, ant kurio priklijuotas šviestukas, matmenis ir fizikines vario savybes, buvo suskaičiuota, kad 1,6 ms trukmė gali būti siejama su šilumos perdavimu šiuo konstrukcijos elementu. Ilgiausia trukmė turėtų būti nulemta šilumos perdavimu per MCPCB.

Ištisinės ir brūkšninės kreivės 2.3 ir 2.4 pav. vaizduoja teorinius laike integruotus intensyvumus, kurie buvo apskaičiuoti naudojantis (2.2) formule ir kalibravimo metu nustatytais išėjimo charakteristikų temperatūriniais koeficientais.

2.4. Antrojo skyriaus išvados

Anksčiau minėti rezultatai leidžia teigti, kad šviestuko išėjimo charakteristikos priklauso nuo diodo valdymo būdo, kai skiriasi srovės impulsų parametrai. Šis efektas yra paaiškinamas šviestuko sandūros temperatūros svyravimais, kurie gali būti nustatyti remiantis pasiūlytu paprastu analiziniu modeliu. PWM ir PFM valdymo būdų palyginimas parodė, kad pastarojo metodo taikymas, tirtu šviestuko atveju, dėl žemesnės vidutinės sandūros temperatūros tuo metu, kai šviestukas šviečia, ir mažesnių temperatūros svyravimų, leidžia pasiekti iki 5 % didesnę našumą esant 50 % veikimo ciklui. Kitas PFM metodo pranašumas yra beveik tiesinės intensyvumo nuokrypio, smailės padėties ir spalvio koordinatinių priklausomybės nuo veikimo ciklo. Tai palengvina šių parametru pokyčio kompensavimą.

Išvardinti PFM metodo pranašumai gali tapti svariu argumentu prieš PWM valdymo būdą, kuris plačiai taikomas šiandieninėje apšvietimo ir vaizduoklių srityje.

3. Baltų šviestukų spalvio priklausomybės nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės stiprio modelis.

Šiuo metu didelę šviesos šaltinių rinkos dalį užima balti šviestukai, kurie plačiai taikomi skystųjų kristalų vaizduokliuose ir bendrojo apšvietimo srityse. Labiausiai paplitę kietakūniai baltos šviesos šaltiniai yra šviestukai su šviesos konversija fosforuose. Į mėlyno šviestuko korpusą įvairiais būdais įterpti fosforai [59,60] dalį trumpabangės EL sugeria ir išspinduliuoja mažesnės energijos fotonus. Taip sumaišius siaurą mėlyną šviestuko spektrinę liniją su plačia geltona ar geltonai raudona fotoluminescencijos juosta gaunamas pageidaujamas šviesos spalvis. Šiuo metu nesunkiai pagaminami fosforai, kurių spinduliuotės spalvis kinta nuo žalios iki raudonos, todėl spalvą galima reguliuoti ne tik keičiant fosforo tankį [61,62], bet ir parenkant labiausiai tinkančią medžiagą ir netgi šviestuko valdymo būdą [63].

Kaip ir vienspalvių šviestukų, taip ir baltų šviestukų išėjimo charakteristikos priklauso nuo aplinkos temperatūros ir lustu tekančios srovės stiprio. Šviesos spalvio ir spalvinės temperatūros pastovumas gali būti labai svarbūs tokiuose taikymuose kaip ligoninių operacinių ar patalpų, kur atliekami sudėtingi konstrukciniai darbai, apšvietimas.

Dažniausiai baltų šviestukų gamybai taikomi fosforai yra ceriu legiruotas itrio aliuminio granatas (YAG:Ce) ir europiu legiruotas stroncio sulfidas (SrS:Eu). Tačiau gali būti panaudotos ir kitos medžiagos: kadmio telūridas (CdTe), kadmio selenidas (CdSe), cinko sulfidas (ZnS), (oksi)nitridiniai, halogenidiniai fosforai ir daug kitų medžiagų [64–67]. Paprastai šių medžiagų fotoluminescencija pasižymi plačia spektrine linija. Nepaisant to, dėl temperatūros kitimo gali būti pastebimas spektro pokytis. Didėjant fosforo temperatūrai, fotoluminescencijos intensyvumas mažėja dėl šiluminio gesinimo. Tuo tarpu spektrinė linija plečiasi, o, priklausomai nuo medžiagos, smailės padėtis slenkasi į trumpesnių arba ilgesnių bangų pusę [68–70]. Pagrindinės padidėjusios fosforo temperatūros priežastys yra veikimo metu įkaitęs šviestuko lustas (dažniausiai fosforai yra patalpinami šviestuko

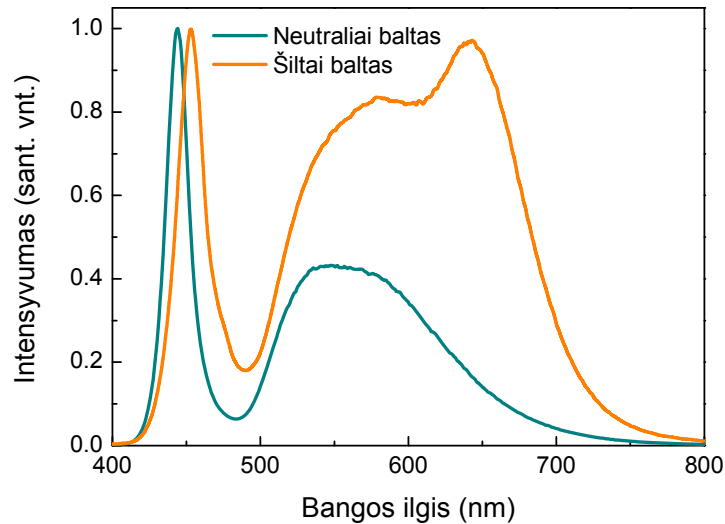
corpuse, arti puslaidininkinio lusto), bei Stokso poslinkis ir nespindulinė rekombinacija fosfore. Kintant temperatūrai ir tiesioginei srovei vyksta sudėtinga skirtingai kintančių mėlyno šviestuko ir fosforo spektrų superpozicija, kurią sunku aprašyti analiziškai.

Gamintojai nepateikia tikslios informacijos, kuri vartotojui padėtų nustatyti šviestuko spalvį pagal esamas veikimo sąlygas. Praktiniam taikymui svarbu žinoti, koks balto šviestuko spalvis (spalvinė temperatūra) bus jam veikiant konkrečios temperatūros aplinkoje ir per šviestuką tekant žinomai tiesioginei srovei. Literatūroje galima rasti įvairių bandymų sukurti spalvio, kaip temperatūros ir tiesioginės srovės funkcijos, modelį. Vienas iš darbų aprašo modelį, kuris nusako šviestuko spalvio priklausomybę nuo skirtingų valdymo būdų [71]. Tačiau, toks modelis mažai tinka praktiniam taikymui, kur kintamieji yra temperatūra ir tiesioginė srovė. Kitas būdas skaitmeniškai nustatyti šviestuko spalvį yra liuminescencijos spektro teorinio modelio sudarymas [72–74]. Šis metodas yra dar sudėtingesnis ir reikalauja itin daug parametrų, kad būtų galima aprašyti skirtingų šviestukų spektrinę galios skirstinį.

Trečiajame skyriuje pasiūlytas paprastas šviestuko spalvio priklausomybės nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės skaitinis modelis, kuris remiasi šviestukų spalvio koordinacių eksperimentiniu tyrimu.

3.1. Eksperimento aprašymas

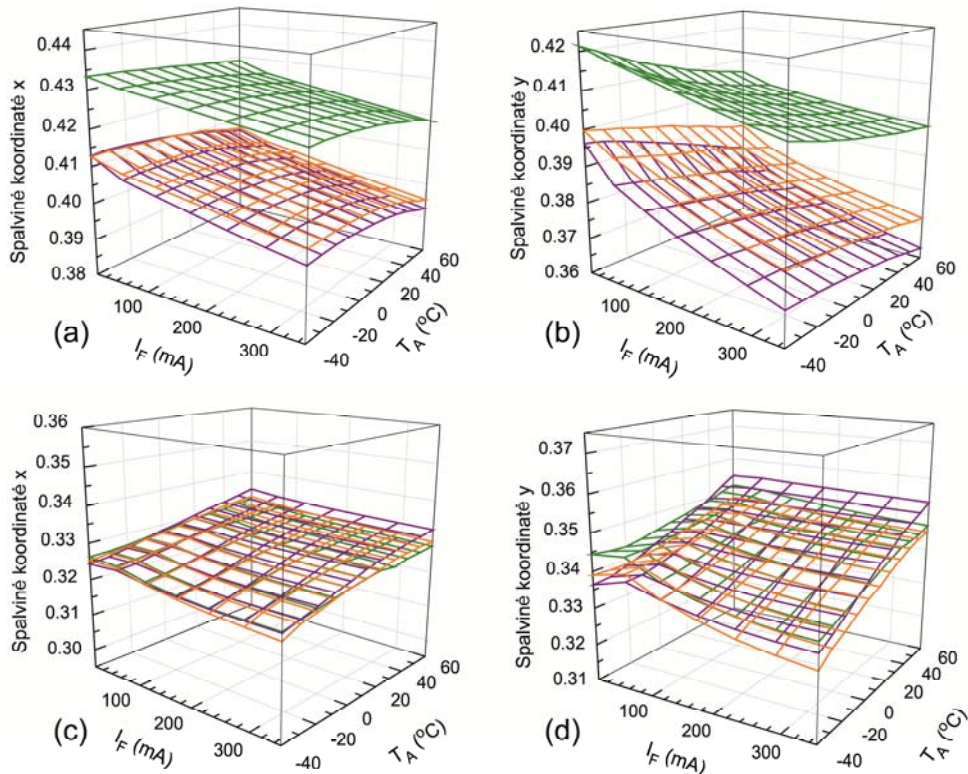
Šiame tyrime buvo panaudoti didelės galios, InGaN pagrindu pagaminti (1 W) balti šviestukai su šviesos konversija fosforuose (Philips Lumileds Lighting). Iš šviestukų grupės buvo pasirinkti trys šiltai balti (LXHL-MWGC, spalvinė temperatūra 3500 K) ir trys neutraliai balti (LXHL-MW1D, spalvinė temperatūra 5000 K) prietaisai, kurių spalvio koordinatės 1931 m. CIE spalvių diagramoje buvo labiausiai nutolusios nuo vidutinės reikšmės. Šviestukų spinduliuotės spektrai pateikti 3.1 pav.



3.1 pav. Tyrimė naudotų didelės galios šiltai balto ir neutraliai balto šviestukų su konversija fosforuose spinduliuotės spektrai.

Atliekant matavimus buvo detalėi ištirta spektrų priklausomybė nuo tiesioginės srovės ir aplinkos temperatūros. Naudojant šiuos spektrus buvo apskaičiuotos spalvio koordinatės x ir y bei koreliuotoji spalvinė temperatūra. Naudojant eksperimento rezultatus buvo sudarytos spalvio koordinatėi ir spalvinės temperatūros lentelės aplinkos temperatūros T_A intervale nuo $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ iki $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ ir tiesioginės srovės intervale I_F nuo $3,5\text{ mA}$ iki 350 mA (matavimo ribos pasirinktos pagal šviestukų techniniame pase nurodytas ribines veikimo sąlygas). Šviestukai buvo maitinami pastovia tiesiogine srove, naudojant šaltinį Keithley 2430. Spinduliuotės spektrų matavimui panaudojome CCD (angl. charge-coupled device) spektrometrą Hamamatsu PMA-11. Atliekant matavimus kiekvienas iš šviestukų buvo pritvirtinamas prie varinio pagrindo kriostato Cryo Industries 110-637-DND viduje. Pagrindo temperatūros stabilizavimui buvo naudojamas skystas azotas ir kaitintuvas, valdomas kontrolieriu Cryogenic Control Systems 32/32B. Pagrindo temperatūrą matavome Pt termorezistoriumi.

3.2. Matavimo rezultatai ir modelio aprašymas



3.2 pav. Didelės galios baltų šviestukų spalvio koordinatė priklausomybė nuo tiesioginės srovės ir aplinkos temperatūros. (a) ir (b) – šiltai balto šviestuko atitinkamai x ir y spalvio koordinatė paviršiai, (c) ir (d) – atitinkamai neutraliai balto šviestuko. Trijų skirtingų spalvų paviršiai vaizduoja trijų, kiekvieno tipo šviestukų spalvio koordinates.

1931 m. CIE spalvių koordinatė x ir y priklausomybės nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės pavaizduotos 3.2 pav. Šio paveikslo (a) ir (b) dalys vaizduoja šiltai baltų šviestukų, atitinkamai x ir y koordinatė paviršius (kreivių susikirtimo taškai atitinka eksperimentinius taškus). Neutraliai balto šviestuko tyrimo rezultatai pavaizduoti 3.2 pav. (c) ir (d) dalyse. 3.2 paveiksle galima matyti, kad spalvio koordinatė paviršiai pasižymi mažu išlinkiu, todėl galima daryti prielaidą, kad šie paviršiai gali būti aproksimuoti plokštumomis, aprašomomis tiesine dviejų kintamųjų – aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės – funkcijomis:

$$x(I_F, T_A) = x_0 + a + b \cdot \frac{I_F - I_{F0}}{I_{F0}} + c \cdot \frac{T_A - T_{A0}}{T_{A0}} \quad (3.1)$$

ir

$$y(I_F, T_A) = y_0 + d + e \cdot \frac{I_F - I_{F0}}{I_{F0}} + f \cdot \frac{T_A - T_{A0}}{T_{A0}}; \quad (3.2)$$

čia x_0 ir y_0 – šviestuko spalvio koordinatės esant vardinėms veikimo sąlygoms ($T_{A0} = 20$ °C, $I_{F0} = 350$ mA), o a, b, c, d, e , ir f – aproksimavimo parametrai.

Žmogaus akiai suvokiamas spalvos pokytis gali būti įvertinamas MacAdamo elipsės matmenimis [56]. D. L. MacAdamas atlikdamas eksperimentus nustatė 25 elipses 1931 m. CIE spalvių diagramoje. Šiuo metu priimta laikyti, kad dauguma žmonių suvokia spalvio pokytį, jei spalvio koordinatės pakinta daugiau nei per trigubą MacAdamo elipsės matmenį M (atstumą nuo elipsės centro iki krašto). Tam, kad būtų galima įvertinti ar spalvio koordinatė pokytis sukelia subjektyviai suvokiamą spalvio pokytį, interpoliavimo metodu nustatomos elipsės pusašės ir posūkio kampas bet kurioje spalvių erdvės vietoje [34]. Tokiu būdu buvo nustatytos interpoliuotosios elipsės kiekvienam eksperimentiniam šio tyrimo spalvio taškui ($x(I_F, T_A), y(I_F, T_A)$).

Aproksimavimo parametų parinkimui gali būti taikomi įvairūs metodai, pavyzdžiui, mažiausių kvadratų metodas, tačiau netolygus eksperimentinių taškų skirstinys reikalauja specialaus modelinės plokštumos orientavimo erdvėje. Spalvio koordinatė modelio kokybinis vertinimas gali būti atliktas lyginant vektorius nuo eksperimentinio taško ($x(I_F, T_A), y(I_F, T_A)$) iki skaitiškai pagal (3.1) ir (3.2) lygtis apskaičiuoto taško ilgį su atstumu nuo elipsės centro iki elipsės susikirtimo su vektoriumi taško. Šis santykis parodo apskaičiuoto spalvio nuokrypį nuo eksperimentiškai nustatytojo interpoliuotų MacAdamo elipsių matmenimis M .

Aproksimavimo parametų parinkimui buvo naudojami du metodai. Buvo sprendžiami optimizavimo uždaviniai ieškant mažiausio didžiausio nuokrypio ir taikant mažiausių kvadratų metodą. Optimizavimo uždaviniai buvo sprendžiami naudojant C++ programavimo kalbą ir Microsoft Visual Studio 2010 programinę įrangą. Šiais metodais nustatytų parametų vertės

pavaizduotos 3.1 ir 3.2 lentelėse. Koreliuotoji spalvinė temperatūra CCT taip pat buvo apskaičiuota naudojant eksperimentinius ir apskaičiuotus pagal modelį rezultatus. Šių temperatūrų palyginimas pateiktas tose pačiose lentelėse.

Mažiausių kvadratų optimizavimo metodas pasižymi mažesniu vidutiniu kvadratinu nuokrypiu σ_M , t. y kad modelinė plokštuma yra arčiau daugumos eksperimentinių taškų. Todėl didžiausias teorinio spalvio nuokrypis nuo eksperimentinio yra didesnis, nei naudojant antrąjį optimizavimo metodą. Tačiau modelio parametrų parinkimui naudojant mažiausio didžiausio nuokrypio metodą, gaunamas šiek tiek didesnis vidutinis kvadratinis nuokrypis tarp teorinių ir eksperimentinių rezultatų.

Praktiniam modelio pritaikymui reikia, kad jis (su pastoviomis parametrų vertėmis) tiktų visiems to paties tipo šviestukams. Modelio unifikavimui buvo suskaičiuotos vidutinės aproksimacijos parametrų vertės šiltai baltiems šviestukams ir neutraliai baltiems šviestukams. Didžiausias apskaičiuoto spalvio nuokrypis nuo eksperimentinių verčių sudarė tik šiek tiek daugiau nei tris MacAdamo elipsės matmenis. Šiuo atveju mažesnis modelinių verčių nuokrypis gaunamas, kai parametrai buvo optimizuojami mažiausio didžiausio nuokrypio metodu. Atliekant optimalių parametrų paiešką pastaruoju metodu, pasiekiamas ir mažesnis koreliuotosios spalvinės temperatūros nesutapimas tarp eksperimentinių ir teorinių rezultatų.

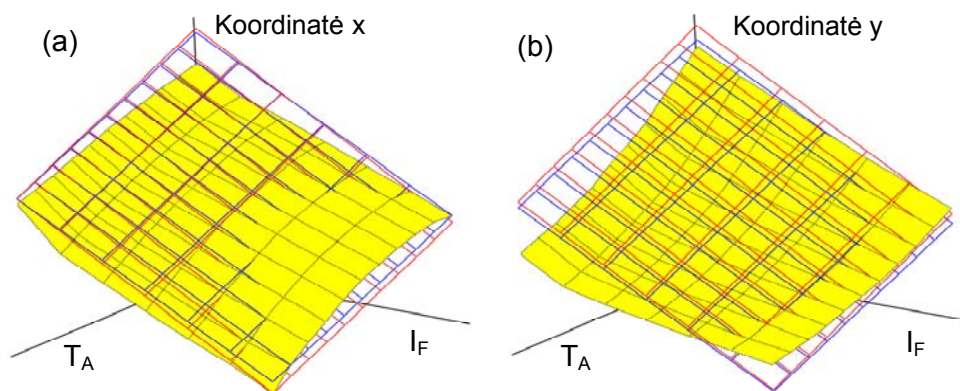
3.3 paveiksle pateiktas unifikuoto modelio pritaikymo pavyzdys. Geltoni paviršiai yra WW1 šviestuko spalvio koordinatė x ir y priklausomybės nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės. Mėlynas tinklulis atitinka modelinę spalvio koordinatė plokštumą, kai modelio parametrų optimizavimas buvo atliekamas mažiausių kvadratų metodu. Raudonoji plokštuma nubrėžta pritaikius mažiausio didžiausio nuokrypio optimizavimo metodą.

3.1 lentelė. Baltų šviestukų spalvio modelio parametrai, nustatyti mažiausių kvadratų metodu.

	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>f</i>	σ_M	dM_{\max}	σ_{CCT}	dCCT
WW1	-0.00068	-0.00800	-0.00133	-0.00054	-0.00991	-0.00260	0.685	1.940	15.89	49.77
WW2	-0.00152	-0.01276	-0.00125	-0.00221	-0.02123	-0.00196	0.775	1.968	18.95	53.21
WW3	-0.00119	-0.00966	-0.00136	-0.00177	-0.01790	-0.00186	0.674	1.723	20.37	61.89
Vid.	-0.00113	-0.01014	-0.00131	-0.00151	-0.01634	-0.00214				
DW1	-0.00122	-0.00365	0.00106	-0.00174	-0.00651	0.00203	0.600	1.882	25.79	63.12
DW2	-0.00101	-0.00182	0.00206	-0.00098	-0.00175	0.00400	0.533	1.925	21.59	61.60
DW3	-0.00112	-0.00356	0.00158	-0.00159	-0.00598	0.00262	0.726	2.354	31.53	84.37
Vid.	-0.00112	-0.00301	0.00157	-0.00144	-0.00475	0.00288				
Didžiausias nuokrypis tarp eksperimentinio ir apskaičiuoto spalvio ir koreliuotosios spalvinės temperatūros, nustatytos kiekvienam šviestukui, naudojant modelio parametrų vidurkius										
						WW1	1.295	2.405	17.79	42.05
						WW2	1.069	2.849	20.38	56.91
						WW3	0.811	1.911	24.26	68.09
						DW1	0.941	3.141	53.58	140.03
						DW2	1.175	2.264	61.21	140.49
						DW3	0.821	3.073	35.51	98.12

3.2 lentelė. Baltų šviestukų spalvio modelio parametrai, nustatyti mažiausio didžiausio nuokrypio metodu.

	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>f</i>	σ_M	dM_{\max}	σ_{CCT}	dCCT
WW1	-0.00116	-0.00769	-0.00149	0.00030	-0.00940	-0.00276	0.920	1.304	22.19	36.99
WW2	-0.00213	0.01431	-0.00114	-0.00136	-0.02213	-0.00215	1.001	1.259	24.66	48.32
WW3	-0.00217	-0.01091	-0.00147	-0.00180	-0.01903	-0.00205	0.814	1.198	24.50	41.51
Vid.	-0.00182	-0.01097	-0.00137	-0.00095	-0.01685	-0.00232				
DW1	-0.00130	-0.00389	0.00130	-0.00113	-0.00710	0.00196	0.796	1.225	37.95	82.55
DW2	-0.00169	-0.00284	0.00192	-0.00205	-0.00303	0.00335	0.726	1.106	29.09	79.35
DW3	-0.00199	-0.00539	0.00154	-0.00284	-0.00846	0.00218	0.897	1.528	42.64	107.04
Vid.	-0.00146	-0.00404	0.00159	-0.00201	-0.00620	0.00250				
Didžiausias nuokrypis tarp eksperimentinio ir apskaičiuoto spalvio ir koreliuotosios spalvinės temperatūros, nustatytos kiekvienam šviestukui, naudojant modelio parametrų vidurkius										
						WW1	1.612	2.789	23.38	41.34
						WW2	1.071	2.344	27.12	43.78
						WW3	0.846	1.436	24.95	46.58
						DW1	0.846	2.414	50.02	114.02
						DW2	1.501	3.029	70.85	152.76
						DW3	0.749	2.301	32.79	79.63



3.3 pav. Didelės galios baltų konversijos fosfore šviestukų spalvio koordinatė x (a) ir y (b) priklausomybės nuo aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės stiprio. Geltonas paviršius – eksperimentiniai rezultatai. Modelines koordinatė priklausomybes vaizduoja plokštumos (mėlyna – modelio parametrus optimizavus mažiausių kvadratų metodu; raudona – mažiausio didžiausio nuokrypio metodu).

3.3. Trečiojo skyriaus išvados

Atlikus skirtingų spalvinių temperatūrų baltų šviestukų spalvio tyrimą plačiose aplinkos temperatūros ir tiesioginės srovės intervaluose, buvo išmatuoti spalvio koordinatė paviršiai I_F ir T_A erdvėje. Nustatyta, kad x ir y paviršiai turi netiesinį pavidalą, tačiau buvo pasiūlytas paprastas tiesinis spalvio skaičiavimo modelis. Sprendžiant du skirtingus modelio parametrų optimizavimo uždavinius buvo nustatyta, kad taikant mažiausio didžiausio nuokrypio metodą, galima sudaryti pakankamai tikslų skaitinį spalvio priklausomybės nuo tiesioginės srovės ir aplinkos temperatūros modelį. Unifikuojant modelį visiems to paties tipo šviestukams buvo apskaičiuotos parametrų vidutinės reikšmės. Modelinės plokštumos, gautos naudojant pastarąsias parametrų reikšmes, palyginimas su eksperimentiniais spalvio kitimo rezultatais parodė, kad toks modelis sėkmingai gali būti taikomas šviestukų techniniuose pasuose. Pasuose gali būti nurodytos šešios skaitinės reikšmės, kurias įstačius į modelio formules galima būtų apskaičiuoti, koks balto šviestuko spalvis bus konkrečios temperatūros aplinkoje tekant žinomai tiesioginei srovei. Apskaičiuotos spalvio koordinatės skiriasi nuo išmatuotų tik per tris MacAdamo elipsės matmenis, todėl tai nesudaro žmogaus akiai pastebimo spalvio pokyčio.

4. Šiluminis ir nešiluminis poveikis EL moduliacijos spektrui esant harmoninei tiesioginės srovės moduliacijai [P3–P4]

Atsiradus pirmiesiems GaAs šviestukams, buvo pastebėta, kad jie puikiai tinka gauti moduluotai šviesai. Nuo to laiko kietakūnių šviesos šaltinių, skirtų optiniam duomenų perdavimui, gamybos technologijos stipriai pasistūmėjo į priekį, todėl buvo gaminami prietaisai pasižymintys vis didesne greitaveika [75–80]. Be komunikacijos, moduluota šviestukų spinduliuotė pradėta taikyti ir optiniams matavimams, tokiems kaip fluorescencijos gesimo trukmės matavimas dažninės skyros metodu [81,82].

Nors šviestuko EL spektro atskirų dalių dažninio atsako skirtumas buvo pastebėtas jau seniai [83], dažniausiai kalbant apie moduluotą šviesą nepaisoma spektrinio moduliacijos gylio skirstinio. Nustatyta spektrinė priklausomybė buvo siejama su krūvininkų lėkio trukmės pokyčiu ir sugerties sukeliama nuostolių priklausomybe nuo fotono energijos [84,85].

Prasidėjus plačiam šviestukų taikymui apšvietimo ir informacinių ženklų srityse, atsirado galimybė tuos pačius šviesos šaltinius naudoti ir informacijos perdavimui trumpais atstumais laisva erdve, pavyzdžiui, garso įrašų ar kitų duomenų [86–90]. Informacija perduodama moduluojant šviesos srautą, kuris yra valdomas stiprios tiesioginės srovės sukeltos pastebimą sandūros kaitimą ir didelį injektuojamų krūvininkų tankį. Kintant nepusiausvirųjų krūvininkų tankiui, kinta EL spektro forma, dėl to moduliacijos spektras gali būti iškraipomas. Tačiau, kai moduliacijos dažnis yra žemesnis nei ribinis šiluminis dažnis, sandūros temperatūros svyravimas keičia moduliacijos gylio spektrinį skirstinį. Šiluminis ir nešiluminis poveikiai šviestuko dažniniam atsakui mažai aptartas literatūroje [53], todėl reikalauja detalesnio tyrimo.

Šiame skyriuje aptarsiu įvairių spalvų didelės galios AlGaInP ir InGaN šviestukų išėjimo parametrų dažninio atsako tyrimą. Šviestukų EL spektro moduliacija buvo išmatuota esant dažniams nuo herco dalių iki dažnio aukštesnio už šiluminį ribinį dažnį. Taip pat bus pristatytas teorinis modelis,

paaiškinantis EL moduliacijos gylio spektrinį skirstinį, nulemtą sandūros temperatūros svyravimo ir EL juostos pločio kitimo. Tyrimas buvo atliktas naudojant mažą moduliacijos gylio vertę [91].

4.1. Eksperimento eiga

Optinio signalo moduliacijos tyrimui buvo pasirinkti prekiniai bendrovės Philips Lumileds Lighting LXHL serijos didelės galios šviestukai. Buvo tirti raudonas (MD1D), oranžinis (MH1D) ir gintarinis (ML1D) AlGaInP šviestukai, kuriuose spindulinė laisvųjų krūvininkų rekombinacija vyksta storoje dviguboje heterosandūroje [92]. Šių šviestukų lustai yra apverstos nupjautinės piramidės su storais apvaskalniais (langiniais) sluoksniais pavidalo [15]. Kitą tirtų šviestukų grupę sudarė mėlynas (MRRD) ir žalias (MM1D) InGaN šviestukai, kuriuose spinduliniu būdu rekombinuoja kvantinėse duobėse esantys lokalizuotieji krūvininkai [93]. Šie šviestukai yra pagaminti naudojant apversto lusto (flip-chip) technologiją [17]. Visų šviestukų lustai korpuse yra pritvirtinti prie metalinio pagrindo, kuris yra priklijuotas prie spausdintinės plokštės su metaline šerdimi (MPCB). Šviestukų optinio moduliavimo ribinis dažnis buvo išmatuotas sparčiu fotodaugintuvu Hamamatsu H6780-01 ir radijo dažnio sinchroniniu detektoriumi Stanford Research Systems RS844. Įvairiems šviestukams buvo gautos vertės nuo 15 MHz iki 22 MHz.

Atliekant matavimus šviestukai buvo įtvirtinami kriostate (Cryo Industries 110-637-DND) taip, kad būtų galima valdyti jų pagrindo temperatūrą T_A . Šviestuko pagrindo temperatūra buvo matuojama Pt rezistoriumi, o valdoma valdikliu Cryogenic Control Systems 32/32B. Šviestuko pagrindo temperatūra buvo fiksuota ties 273 K. Moduliacijos tyrimo metu per tiriamą šviestuką tekėjo vardinė 350 mA tiesioginė srovė su 5 % gylio moduliacija. Tiesioginės srovės valdymas buvo realizuotas panaudojant savos gamybos srovės stiprintuvą ir funkcinį generatorių Tektronix AFG-3252.

Šviestukų EL moduliacijos spektrai buvo matuojami naudojant skirtingo dažnio harmoniniu dėsnio moduliuotą tiesioginę srovę. Moduluota

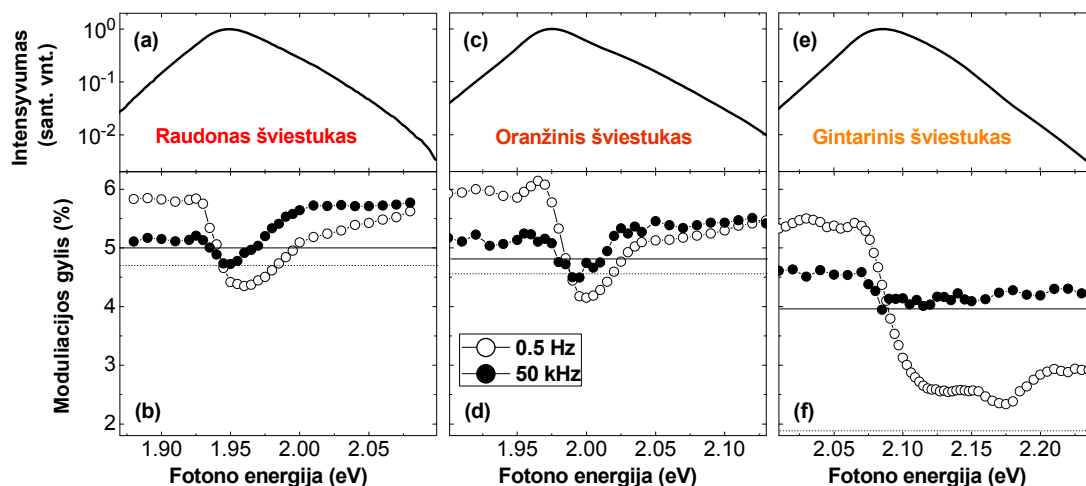
EL spinduliuotė per dvigubą monochromatorių JY HRD 1 patekdavo į fotodaugintuvą, kurio fotosrovė buvo matuojama skaitmeniniu oscilografu Tektronix TDS3052C.

Siekiant nustatyti vidutinę šviestukų sandūros temperatūrą veikimo metu, buvo atlikti tiesioginės srovės matavimai tekant vardinei 350 mA tiesioginei srovei. Sandūros temperatūra buvo nustatoma tiesioginės įtampos metodu [2]. Skirtingiems šviestukams buvo nustatytos sandūrų temperatūros nuo 295 K iki 305 K.

Taip pat buvo išmatuotos EL spektro ir intensyvumo priklausomybės nuo tiesioginės srovės stiprio esant CCR valdymui (su savaiminio kaitimo efektu) ir impulsiniam valdymui (be sandūros savaiminio kaitimo). Šiems matavimams buvo naudojamas maitinimo šaltinis matuoklis Keithley 2430. Impulsiniam valdymui buvo naudoti 300 μ s trukmės srovės impulsai, kurių veikimo ciklas 1 %, o šviestukų pagrindo temperatūra buvo nustatyta tokia, kad būtų lygi vidutinei sandūros temperatūrai veikiant nuostoviuoju režimu. Spinduliuotės intensyvumo priklausomybė nuo tiesioginės srovės stiprio buvo nustatoma naudojant Si p-i-n fotodiodą Everlight PD15-22C.

4.2. AlGaInP ir InGaN šviestukų elektroluminescencijos moduliacijos spektrai

4.1 paveikslo (a), (c) ir (e) dalyse pavaizduoti AlGaInP šviestukų EL spektrai tekant nuolatinei 350 mA tiesioginei srovei. Raudono, oranžinio ir gintarinio šviestukų EL spektrų smailės atitinkamai yra ties 1,949 eV, 1,975 eV ir 2,086 eV. Energijų srityje, aukščiau už smailės padėtį, spektrui būdingas eksponentinis mažėjimas, nulemtas nepusiausvirųjų krūvininkų, esančių aktyviajame sluoksnyje, pasiskirstymo funkcijos. Tai galima pagrįsti remiantis šios spektro dalies polinkio kampo jautrumu sandūros temperatūrai [12]. Ilgabangėje spektro srityje spektras turi kitą eksponentinį šlaitą, nulemtą puslaidininkinės medžiagos sudėties fliktuacijų [92] bei elektronų ir fononų sąveikos [94].



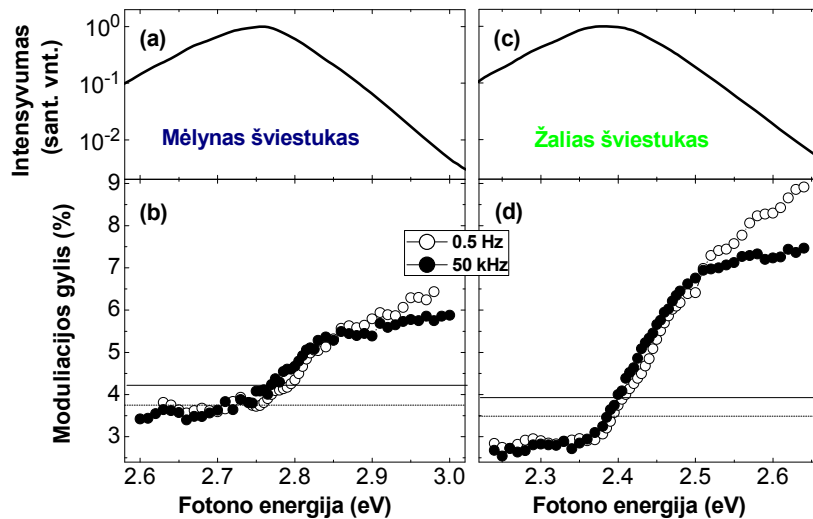
4.1 pav. Didelės galios raudono (a), oranžinio (c) ir gintarinio (e) AlGaInP šviestukų EL spektrai. (b), (d) ir (f) dalys – šviestukų, valdomų 5 % moduliujama varpine srove, optinio signalo moduliacijos gylio spektrai esant 0,5 Hz ir 50 kHz moduliacijos dažniams. Ištisinės ir taškinės horizontalios linijos žymi spektriškai integruoto moduliacijos gylio ribines vertes atitinkamai aukšto ir nulinio dažnio atvejais [P3].

AlGaInP šviestukų EL moduliacijos spektrai esant 350 mA nuolatinės srovės dedamajai ir 5 % moduliacijai pavaizduoti 4.1 pav. (b), (d) ir (f) dalyse. Raudono ir oranžinio šviestukų spektruose galima išskirti šias savybes: a) moduliacijos gylio įdubimą ties energija, artima smailės padėčiai; b) beveik pastovų EL moduliacijos padidėjimą ilgabangėje spektro srityje; c) tiesinę moduliacijos gylio priklausomybę nuo fotono energijos trumpabangėje EL spektro srityje. Gintarinio šviestuko EL moduliacijos spektras pasižymi tokiomis pačiomis savybėmis žemų energijų srityje ir ties smailės energija, kaip ir kitų AlInGaP šviestukų. Tačiau didelių energijų srityje tiesinis moduliacijos gylio didėjimas nebuvo nustatytas (matyt, dėl EL sugertiems langiniame GaP sluoksnyje). Didinant harmoniniu dėsnio kintančios tiesioginės srovės dažnį, minėti reiškiniai silpsta: moduliacijos gylis ties įduba didėja, ilgabangėje spektro dalyje – mažėja, o trumpabangėje spektro dalyje mažėja moduliacijos spektro polinkis (raudono ir oranžinio šviestuko). Taip pat reikia paminėti, kad didinant moduliacijos dažnį, įdubos padėtis slenkasi link EL spektro smailės. 4.1 paveiksle taškinės ir ištisinės horizontalios tiesės vaizduoja spektriškai integruoto EL spektro moduliacijos gylį, esant

atitinkamai nuliniam moduliacijos dažniui ir dažniui didesniau už šiluminės relaksacijos ribinį. Spektriškai integruotos spinduliuotės moduliacijos gylis nulinio dažnio atveju yra mažesnis dėl sandūros kaitimo sukkelto nespindulinės rekombinacijos padidėjimo. Raudonam ir oranžiniam šviestukams ribiniai integruoti moduliacijos gyliai yra išsidėstę tarp moduliacijos spektro eksperimentinių taškų. Tuo tarpu gintariniam šviestukui nulinio dažnio atveju integrinis moduliacijos gylis yra žymiai žemiau nei moduliacijos spektrai.

4.2 paveikslo (a) ir (c) dalyse pavaizduoti atitinkamai mėlyno ir žalio šviestukų EL spektrai, išmatuoti tekant 350 mA nuolatinei tiesioginei srovei. Šie spektrai turi smailes ties 2,757 eV ir 2,358 eV energija. Taip pat, kaip ir fosfidiniuose šviestukuose, InGaN šviestuku EL spektras virš smailės padėties turi eksponentinį pavidalą dėl laisvųjų krūvininkų būsenų skirstinio. Tačiau ši spektro dalis gali būti iškraipyta dėl lokalizuotųjų krūvininkų aktyviojoje srityje. Dėl gausinio lokalizuotųjų būsenų, esančių draustiniame tarpe, skirstinio, mažų energijų srityje EL spektro šlaitas taip pat pasižymi eksponentiniu kitimo dėsniumi.

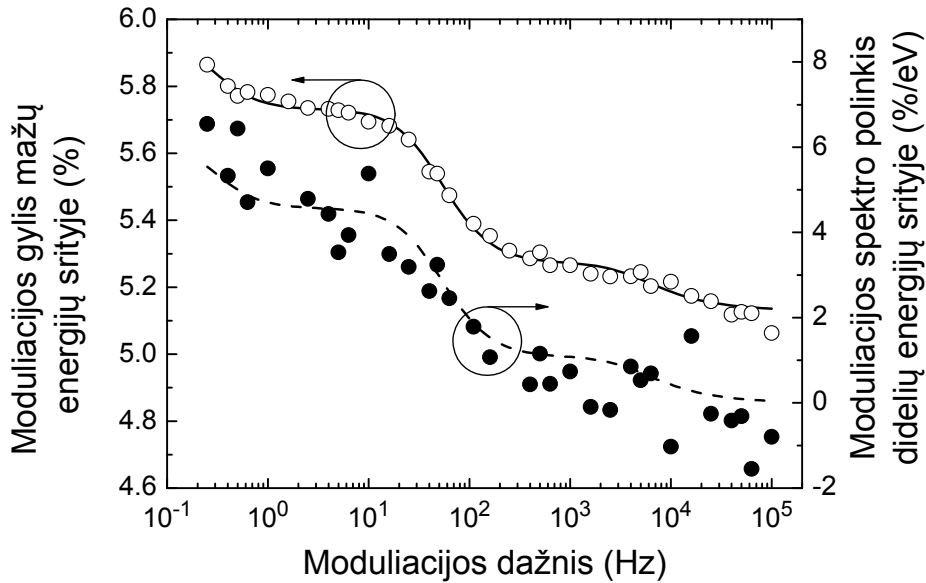
InGaN šviestukų EL moduliacijos spektrai, išmatuoti esant 0,5 Hz (balti skrituliukai) ir 50 kHz (juodi skrituliukai) moduliacijos dažniams, pavaizduoti 4.2 pav. (b) ir (d) dalyse. Skirtingai nuo AlGaInP šviestukų, InGaN šviestukų EL moduliacijos spektrai neturi įdubos ties smailės padėtimi, o moduliacijos gylis mažų energijų srityje yra mažesnis arba lygus moduliacijos gyliui ties smaile. Be to šiose spektro srityse moduliacijos gylis nepriklauso nuo sandūros savaiminio kaitimo, nors spektriškai integruotas EL moduliacijos gylis ribinių dažnių atvejais keičiasi. Didelių energijų srityje moduliacijos gylis yra žymiai didesnis nei tiesioginės srovės moduliacijos gylis. Šioje spektro srityje pastebima stipri moduliacijos gylio priklausomybė nuo moduliacijos dažnio. Dažniui didėjant moduliacijos gylio priklausomybės nuo fotono energijos polinkis mažėja.



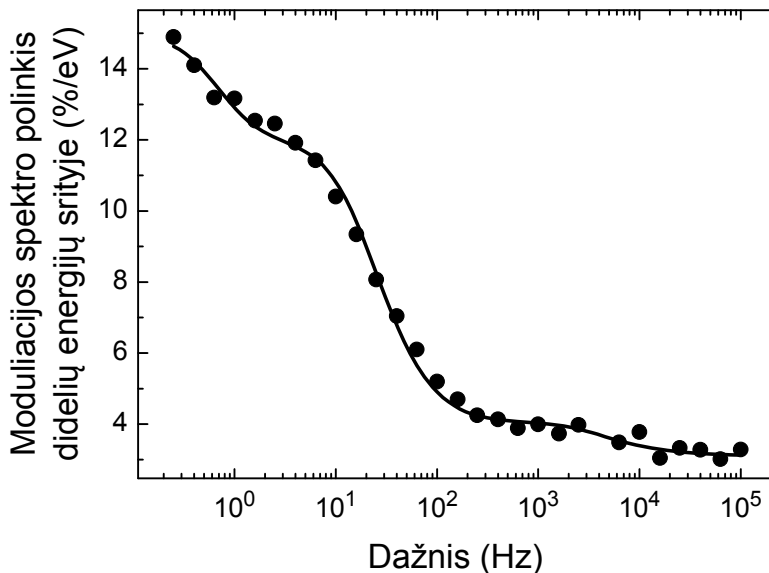
4.2 pav. Didelės galios mėlyno (a) ir žalio (c) InGaN šviestukų EL spektrai. (b) ir (d) dalys – šviestukų, valdomų 5 % moduliuota vardine srove, optinio signalo moduliacijos gylio spektrai esant 0,5 Hz ir 50 kHz moduliacijos dažniams. Ištininės ir taškinės horizontalios linijos žymi spektriškai integruoto moduliacijos gylio ribines vertes atitinkamai aukšto ir nulinio dažnio atvejais [P3].

4.1 ir 4.2 paveiksluose pateikti rezultatai leidžia daryti prielaidą, kad moduliacijos gylio matavimas gali būti panaudotas šviestuko šiluminių charakteristikų nustatymui. Dėl to buvo atliktas EL moduliacijos gylio matavimas keičiant moduliacijos dažnį. AlGaInP šviestuko moduliacijos spektras jautriausias mažų ir didelių energijų srityje. Tuo tarpu InGaN šviestukų – tik didelių energijų srityje. Buvo detalios iširtos šių spektro sričių moduliacijos gylio priklausomybės nuo dažnio.

4.3 paveiksle balti skrituliukai vaizduoja moduliacijos gylio priklausomybę nuo moduliacijos dažnio ilgabangėje raudono šviestuko EL spektro srityje nuo 1,89 eV iki 1,92 eV. Eksperimentiniai taškai, pavaizduoti juodais skrituliukais, rodo moduliacijos spektro polinkį EL spektro didelių energijų srityje nuo 2,02 eV iki 2,06 eV. Ilgabangės spektro srities moduliacijos gylio priklausomybė nuo dažnio yra akivaizdžiai laiptuoto pavidalo. Nepaisant didesnės eksperimentinių taškų sklaidos, lygiai tokį patį laiptuotą kitimą galima įžiūrėti ir moduliacijos spektro polinkiui trumpabangėje srityje.



4.3 pav. Balti skrituliukai vaizduoja raudono AlGaInP šviestuko moduliacijos gylio, nustatyto ilgabangiam spektro šlaite, priklausomybę nuo dažnio, juodi skrituliukai – moduliacijos gylio, nustatyto trumpabangiam šlaito krašte, spektro polinkio priklausomybę nuo dažnio. Ištinė kreivė yra teorinė ilgabangio moduliacijos gylio priklausomybė nuo dažnio, apskaičiuota panaudojus perdavimo funkciją (4.1) (funkcija atitinka trijų polių šiluminį impedansą su relaksacijos trukmėmis 37 μ s, 4 ms ir 0,58 s). Brūkšninė linija – ta pati perdavimo funkcija, panaudota didelės energijos EL spektro dalyje nustatyto moduliacijos gylio polinkio kampo priklausomybės nuo dažnio aproksimavimui [P4].



4.4 pav. Žalio InGaN šviestuko EL spektro moduliacijos gylio, nustatyto trumpabangiam šlaito krašte, spektro polinkio priklausomybė nuo dažnio. Ištinė kreivė yra teorinė priklausomybė, apskaičiuota panaudojus perdavimo funkciją (4.1) (funkcija atitinka trijų polių šiluminį impedansą su relaksacijos trukmėmis 50 μ s, 9 ms ir 0,25 s) [P3].

Žalio šviestuko EL moduliacijos gylio spektro polinkio didelių energijų srityje priklausomybė nuo dažnio pavaizduota juodais skrituliukais 4.4 pav. Šiame grafike pavaizduoti eksperimentiniai taškai taip pat pasižymi laiptuotu išsidėstymu.

Moduliacijos dažninės charakteristikos pavaizduotos 4.3 ir 4.4 pav. gali būti aproksimuotos šiluminio atsako funkcijos realiąja dalimi. Atsižvelgiant į tai, kad šviestukas sudarytas iš skirtingų medžiagų sluoksnių, kaip ir 3 skyriuje, galima laikyti, kad sandūros temperatūros atsakas į trumpą srovės impulsą yra daugiaeksponentinė funkcija [57,95–97]

$$T(t) - T_A = [T(0) - T_A] \sum_i \alpha_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right); \quad (4.1)$$

čia α_i ir τ_i – atskirų šiluminės relaksacijos dedamųjų atitinkamai svertiniai koeficientai ir trukmės. Ši atsako funkcija ypač tinka silpno srovės impulso atveju, kai galima priimti, kad kintant šviestuko temperatūrai, nesikeičia jo šiluminis laidumas, savitoji šiluma ir tankis. Esant daugiaeksponentiniam atsakui, analogiškai kaip ir harmoniniu dėsnio žadinamos fluorescencijos atveju, puslaidininkinės sandūros temperatūrinė moduliacija gali būti nustatoma atlikus atsako funkcijos sinusų ir kosinusų transformacijas [98]:

$$m_T(\omega) = m_I \frac{\sqrt{\left(\sum_i \frac{\alpha_i \tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}\right)^2 + \left(\sum_i \frac{\alpha_i \omega \tau_i^2}{1 + \omega^2 \tau_i^2}\right)^2}}{\sum_i \alpha_i \tau_i}. \quad (4.2)$$

Ištisinė kreivė 4.3 pav. vaizduoja mažiausių kvadratų metodu, remiantis (4.2) formule, aproksimuotus eksperimentinius moduliacijos gylio mažų energijų srityje priklausomybės nuo dažnio taškus. Aproksimavimas buvo atliktas taikant trijų polių šiluminį impedansą su relaksacijos trukmėmis $\tau_1 = 37 \mu\text{s}$, $\tau_2 = 4 \text{ ms}$ ir $\tau_3 = 0,58 \text{ s}$. Remiantis vienmačiu šilumos tekėjimo per puslaidininkinį lustą modeliu [58], trumpiausia trukmė gali būti siejama su šilumos perdavimu per $55 \mu\text{m}$ storio langinį p-GaP sluoksnį [55] iš aktyviosios srities į metalinį lusto pagrindą. Ši relaksacijos trukmė atitinka 4,3 kHz dažnį,

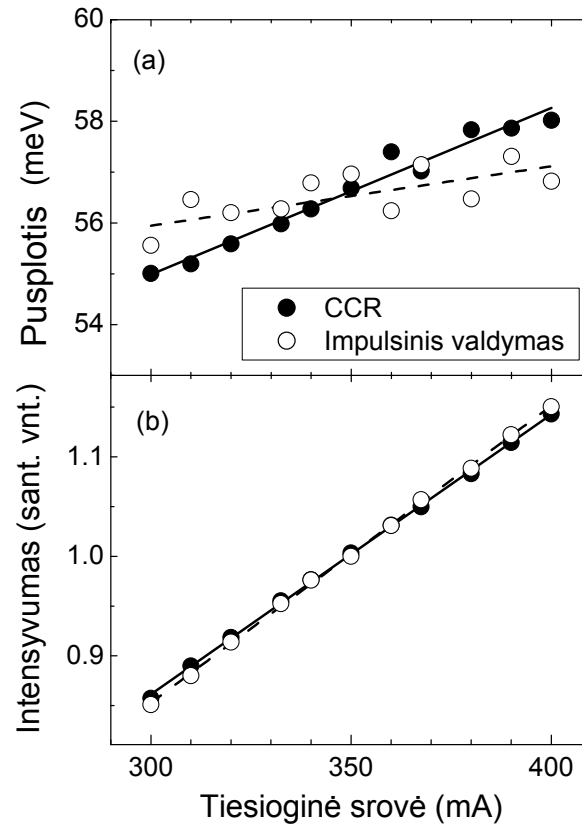
kuris, tikriausiai, ir yra ribinis sandūros temperatūros svyravimo dažnis. 4 ms trukmė, tikriausiai, susijusi su šilumos srautu per metalinį šviestuko pagrindą, o 0,57 s – per likusius konstrukcijos elementus į aplinką [47]. Brūkšninė linija tame pačiame paveiksle – ta pati perdavimo funkcija, panaudota didelės energijos EL spektro dalyje nustatyto moduliacijos gylio polinkio priklausomybės nuo dažnio aproksimavimui. Matyti, kad nepaisant didelės eksperimentinių taškų sklaidos, teorinė kreivė gerai atkartoja jų kitimą.

Ištisinė linija 4.4 pav. yra ta pati šilumos perdavimo atsako funkcija pritaikyta žalio šviestuko EL moduliacijos spektro polinkio priklausomybės nuo dažnio aproksimavimui. Iš šios aproksimacijos buvo nustatytos šiluminės relaksacijos trukmės $\tau_1 = 50 \mu\text{s}$, $\tau_2 = 9 \text{ ms}$ ir $\tau_3 = 0,25 \text{ s}$, kurios gali būti siejamos atitinkamai su šilumos perdavimu per safyro padėklą, silicio plokštele, ir kitus konstrukcijos elementus.

Analizuojant eksperimentinius rezultatus, svarbu atskirti šviestuke vykstančius reiškinius dėl sandūros savaiminio kaitimo ir nešiluminio EL spektro kitimo, kintant tiesioginei srovei. Šiam tikslui buvo išmatuoti raudono šviestuko EL spektro puspločio priklausomybė nuo srovės stiprio esant dviems šviestuko valdymo būdams (taškai 4.5(a) pav.). Vienas iš jų, impulsinis, buvo naudojamas, kad būtų išvengta savaiminio kaitimo efekto. Impulsinio valdymo metu, sandūros temperatūra buvo nustatyta tokia pat, kokia ji yra, kai šviestuku teka pastovi 350 mA srovė (295,2 K). Tirtu šviestuko EL spektro juostos pusplotis lygus 56,6 meV, o puspločio kitimo nuo srovės koeficientai yra $\beta = 0.033 \text{ eV/A}$ ir $\beta_A = 0.012 \text{ eV/A}$ atitinkamai CCR ir impulsinio valdymo atvejais. Skirtumas tarp šių koeficientų atsiranda dėl sandūros kaitimo, o pirmąjį iš jų nulemia tiek šiluminis, tiek nešiluminis efektai. EL spektro puspločio kitimo nuo srovės, išskirtinai dėl kaitimo, koeficientą β_T grubiai galima įvertinti EL spektrą aproksimuojant dviejų Gauso funkcijų, nulemtų šiluminio ir nešiluminio efektų, konvoliucija. Kadangi dviejų Gauso funkcijų su pločiais σ_1 ir σ_2 konvoliucija atitinka Gauso funkciją su bendru pločiu

$\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$, srovės koeficientas dėl savaiminio kaitimo gali būti apskaičiuotas

kaip $\beta_T = \sqrt{\beta^2 - \beta_A^2} \approx 0,031 \text{ eV/A}$.



4.5 pav. Raudono AlGaInP šviestuko EL spektro puspločio (a) ir spektriškai integruoto šviesos srauto (b) priklausomybė nuo tiesioginės srovės. Juodi ir balti taškai atitinka eksperimentinius rezultatus išmatuotus esant CCR ir impulsiniam valdymui. Ištisinės ir brūkšninės linijos yra tiesinės eksperimentinių priklausomybių aproksimacijos [P4].

Ribinis moduliacijos gylis esant nuliniam dažniui gali būti nustatytas iš $L-I$ charakteristikos, išmatuotos CCR režime, kaip $1 - L(I_0)/L(I_0 + m_I I_0)$ (čia L – optinio signalo intensyvumas; I_0 – nuolatinė tiesioginės srovės dedamoji; m_I – srovės moduliacijos gylis). Lygiai taip pat aukšto dažnio (be šiluminio efekto) moduliacijos gylis gali būti nustatytas naudojant impulsinį valdymo būdą. $L-I$ charakteristikų eksperimentiniai taškai vardinės srovės ($I_0 = 350 \text{ mA}$) aplinkoje pavaizduoti 4.5(b) pav. Ištisinė ir brūkšninė linijos šiame grafike yra tiesinės aproksimacijos atitinkamai naudojant CCR režimą ($T_A = 273 \text{ K}$, $T_J = 295,2 \text{ K}$) ir impulsinį valdymą ($T_A = T_J = 295,2 \text{ K}$). Iš 4.5(b)

paveikslo nustatyti moduliacijos gyliai yra $(5 \pm 0,1) \%$ aukštam dažniui ir $(4,7 \pm 0,1) \%$ žemam dažniui. Aukšto dažnio atveju optinio signalo moduliacijos gylis atitinka tiesioginės srovės moduliacijos gylį (5 %). Tai parodo, kad šviestuke nepasireiškia našumo sumažėjimas dėl srovės didėjimo [2]. Kai moduliacijos dažnis yra žemas (ribinis atvejis, CCR valdymas), dėl sandūros savaiminio kaitimo EL spektras yra iškraipomas sumažėjus spindulinės rekombinacijos spartai ir padidėjus nespindulinei rekombinacijai [15].

4.3. Modelis

AlGaInP šviestukai

Eksperimento rezultatų paaiškinimui siūlomame analiziniame modelyje laikome, kad tiesioginė srovė tekanti per šviestuką kinta harmoninių dėsniais ir jos kitimą laike galima užrašyti taip:

$$I(t) = I_0(1 + m_I \sin \omega t); \quad (4.3)$$

čia $I(t)$ – laike kintanti tiesioginė srovė, ω – kampinis dažnis, t – laikas. Laikysime, kad srovės moduliacijos dažnis yra mažesnis už optinio moduliavimo ribinį dažnį. Priimame, kad tiesioginės įtampos kitimas srovės kitimo intervale yra nykstamai mažas. Kitaip tariant, šviestuko dinaminė varža yra pakankamai maža ($R_D \ll V_{F0}/I_0$). Atliekant eksperimentą ši sąlyga buvo tenkinama, nes tiriamų šviestukų dinaminė varža yra apytiksliai lygi 1Ω . Tokiu atveju tiesioginės srovės kitimo intervale puslaidininkinės sandūros temperatūra tiesiškai priklauso nuo srovės stiprio. Bėgant laikui sandūros temperatūra svyruoja apie vidutinę vertę T_0 pagal šį kitimo dėsnį:

$$T(t) - T_A = (T_0 - T_A) [1 + m_T(\omega) \sin\{\omega t - \varphi_T(\omega)\}]; \quad (4.4)$$

čia $T(t)$ – momentinė sandūros temperatūra, m_T – sandūros temperatūros moduliacijos gylis, φ_T – fazių skirtumas tarp srovės ir temperatūros signalų, atsirandantis dėl šviestuko šiluminės inercijos. Vidutinė sandūros temperatūra

harmoninės moduliacijos atveju gali būti apskaičiuota panašiai kaip (2.1) lygties atveju:

$$T_0 = T_A + R_0(V_F I_0 - \Phi). \quad (4.5)$$

Šviestuko generuojamas spektriškai integruotas optinis srautas yra tiesioginės srovės ir sandūros temperatūros funkcija

$$\Phi(I_F, T) = V_F I_F \eta(I_F, T); \quad (4.6)$$

čia $\eta(I_F, T)$ – spindulinis našumas. Esant moduluotai tiesioginei srovei ir sandūros temperatūrai, spektriškai integruotas srautas svyruoja apie vidutinę vertę Φ_0 ,

$$\Phi(t) = \Phi_0(1 + m_\Phi(\omega)\sin[\omega t - \varphi_\Phi(\omega)]); \quad (4.7)$$

čia m_Φ ir φ_Φ yra atitinkamai srauto moduliacijos gylis ir fazės poslinkis.

Priėmus mažo signalo sąlygą, spektriškai integruoto optinio srauto diferencialas, apskaičiuotas pagal (4.6) formulę, gali būti išreikštas pirmos eilės dalinių išvestinių pagal tiesioginę srovę ir sandūros temperatūrą suma. Dalinę išvestinę pagal tiesioginę įtampą galima atmesti dėl priimtą sąlygos, kad jos kitimas yra nepastebimas ir nulemtas mažos dinaminės varžos. Kita vertus, tiesioginės srovės, sandūros temperatūros ir integruoto srauto diferencialai gali būti prilyginti atitinkantiems prieaugliams dėl moduliacijos, kurie nustatomi iš (4.3), (4.4) ir (4.7) lygčių. Galų gale galima užrašyti sąryšį tarp integruoto srauto moduliacijos gylio ir fazės poslinkio, iš vienos pusės, ir tiesioginės srovės ir sandūros temperatūros moduliacijos gylių ir fazės poslinkių, iš kitos pusės:

$$m_\Phi(\omega)\sin[\omega t - \varphi_\Phi(\omega)] = \left(1 + \frac{I_0}{\eta_0} \frac{\partial \eta}{\partial I}\right) m_I \sin \omega t + \frac{T_0 - T_A}{\eta_0} \frac{\partial \eta}{\partial T} m_T \sin[\omega t - \varphi_T(\omega)]; \quad (4.8)$$

čia η_0 – spindulinis našumas esant tik nuolatinei tiesioginės srovės dedamajai I_0 . Pirmasis narys, esantis (4.8) lygties dešinėje pusėje, yra susijęs su tiesioginės srovės moduliacija ir nešiluminiu spindulinio našumo kitimu dėl kintančio krūvininkų tankio aktyviajame sluoksnyje [99], kai sandūros

temperatūra yra pastovi. Antrasis narys yra atsakingas už šiluminį našumo mažėjimą dėl sumažėjusios spindulinės rekombinacijos spartos ir padidėjusios nespindulinės rekombinacijos spartos, esant pastoviai tiesioginei srovei [15].

Tarus, kad spindulinė rekombinacija vyksta dėl tarpjuostinių šuolių, ir galiojant impulso tvermės dėsniai, EL spektro forma energijų, didesnių nei draustinio tarpo energija E_g , srityje gali būti išreikšta taip:

$$\Phi_H(I_F, T, h\nu) = A\Phi(I_F, T) \frac{2\sqrt{h\nu - E_g(T)}}{\sqrt{\pi}(k_B T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{h\nu - E_g(T)}{k_B T}\right); \quad (4.9)$$

čia $h\nu$ – fotono energija, A – konstanta šiek tiek mažesnė už vienetą, kad būtų galima neįskaityti ilgabangę EL spektro dalį.

EL spektro didelės energijos krašto spektrinis moduliacijos gylis $m_{\Phi H}(\omega, h\nu)$ ir fazės poslinkis $\varphi_{\Phi H}(\omega, h\nu)$ gali būti susieti su spektriškai integruoto srauto ir sandūros temperatūros moduliacijos gyliais ir fazės poslinkiais. Apjungus spektrinio srauto ((4.9) lygtis) pirmos eilės išvestinę kartu su moduluotais integriniu srautu ir sandūros temperatūra, gauname:

$$m_{\Phi H}(\omega, h\nu) \sin[\omega t - \varphi_{\Phi H}(\omega, h\nu)] = m_{\Phi}(\omega) \sin[\omega t - \varphi_{\Phi}(\omega)] + \left\{ \frac{h\nu - E_g}{k_B T_0} + \left[\frac{1}{k_B} - \frac{T_0}{2(h\nu - E_g)} \right] \frac{\partial E_g}{\partial T} - \frac{3}{2} \right\} \frac{T_0 - T_A}{T_0} m_T(\omega) \sin[\omega t - \varphi_T(\omega)]; \quad (4.10)$$

čia $\partial E_g / \partial T$ – draustinio tarpo temperatūrinis koeficientas, turintis neigiamą reikšmę. Pirmasis dėmuo riestiniuose skliaustuose yra nulemtas EL spektro didelių energijų šlaito statumo kitimo, antrasis – draustinio tarpo šiluminio siaurėjimo, o trečiasis narys atspindi efektinio būsenų tankio kitimą dėl temperatūros pokyčio.

Esant mažam temperatūros moduliacijos gyliui ($m_T < m_{\Phi}, m_{\Phi H}$), (4.8) ir (4.10) lygtys leidžia teigti, kad $\varphi_{\Phi} \approx 0$ ir $\varphi_{\Phi H} \approx \varphi_{\Phi}$. Todėl (4.10) lygtis gali būti supaprastinta ir didelių energijų srityje spektrinis moduliacijos gylis gali būti užrašytas taip:

$$m_{\Phi H}(\omega, h\nu) \approx m_{\Phi}(\omega) + \left\{ \frac{h\nu - E_g}{k_B T_0} + \left[\frac{1}{k_B} - \frac{T_0}{2(h\nu - E_g)} \right] \frac{\partial E_g}{\partial T} - \frac{3}{2} \right\} \frac{T_0 - T_A}{T_0} m_T(\omega) \cos \varphi_T(\omega). \quad (4.11)$$

Iš (4.11) lygties seka, kad spektrinis moduliacijos gylis turi minimumą,

$$m_{\min}(\omega) \approx m_{\Phi}(\omega) - \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{k_B} \frac{\partial E_g}{\partial T} \right) \frac{T_0 - T_A}{T_0} m_T(\omega) \cos \varphi_T(\omega). \quad (4.12)$$

Šis minimumas turi vertę mažesnę už m_{Φ} ir yra ties fotono energija, kuri gali būti apskaičiuojama taip:

$$h\nu_{\min} \approx E_g + k_B T_0 \sqrt{-\frac{1}{2k_B} \frac{\partial E_g}{\partial T}}. \quad (4.13)$$

Fotono energijai didėjant, moduliacijos gylis didelių energijų srityje auga tiesiškai, o jo augimo sparta gali būti nustatyta iš (4.11) lygties:

$$\frac{\partial m_{\Phi H}(\omega, h\nu)}{\partial h\nu} \approx \frac{T_0 - T_A}{T_0} \frac{m_T(\omega)}{k_B T_0} \cos \varphi_T(\omega). \quad (4.14)$$

Pastaroji lygtis gali būti naudojama sandūros temperatūros moduliacijos gylio nustatymui pagal EL moduliacijos spektrą, kai srovės moduliacijos kampinis dažnis nesutampa su atvirkštinėmis temperatūros relaksacijos trukmėmis ($\cos \varphi_T \approx 1$) ir yra žinoma vidutinė sandūros temperatūra.

EL spektro forma energijų, mažesnių nei smailės padėtis, srityje ($h\nu < E_g$) gali būti aprašyta eksponentiniu dėsnium:

$$\Phi_L(I_F, T, h\nu) \propto \Phi(I_F, T) \exp\left(-\frac{h\nu - E_g(T)}{E_0}\right); \quad (4.15)$$

čia E_0 – charakteringoji energija, kuri, kaip buvo nustatyta eksperimentiškai, AlGaInP šviestukams silpnai priklauso nuo temperatūros ir tiesioginės srovės. Kaip ir didelių energijų atveju, pritaikius diferencialinį skaičiavimą, spektrinis moduliacijos gylis $m_{\Phi L}(\omega, h\nu)$ ir fazės postūmis $\varphi_{\Phi L}(\omega, h\nu)$ ilgabangėje spektro dalyje gali būti aprašomas šia lygtimi:

$$m_{\Phi L}(\omega)\sin[\omega t - \varphi_{\Phi L}(\omega)] = m_{\Phi}(\omega)\sin[\omega t - \varphi_{\Phi}(\omega)] - \frac{T_0 - T_A}{E_0} \frac{\partial E_g}{\partial T} m_T(\omega)\sin[\omega t - \varphi_T(\omega)]. \quad (4.16)$$

Mažų energijų srityje spektrinė moduliacija beveik nepriklauso nuo fotono energijos ir esant mažam temperatūros moduliacijos gyliui ($m_T < m_{\Phi}$, $\varphi_{\Phi} \approx 0$ ir $\varphi_{\Phi L} \approx \varphi_{\Phi}$), (30) formulė gali būti perrašyta taip:

$$m_{\Phi L}(\omega) \approx m_{\Phi}(\omega) - \frac{T_0 - T_A}{E_0} \frac{\partial E_g}{\partial T} m_T(\omega)\cos\varphi_T(\omega). \quad (4.17)$$

Draustinio tarpo temperatūrinis koeficientas turi neigiamą ženklą, todėl šis spektrinis moduliacijos gylis turi didesnę vertę už spektriškai integruotą moduliacijos gylį.

Kai moduliacijos dažnis yra didesnis už ribinį šiluminės relaksacijos dažnį, išnyksta sandūros temperatūros moduliacija ($m_T \rightarrow 0$). Tuomet integruoto EL spektro moduliacijos gylis įgyja vertę

$$m_{\Phi}(\infty) = m_I \left(1 + \frac{I_0}{\eta_0} \frac{\partial \eta}{\partial I} \right). \quad (4.18)$$

Šis srauto moduliacijos gylis gali būti mažesnis už tiesioginės srovės moduliacijos gylį dėl šviestuko našumo mažėjimo, susijusio su dideliu krūvininkų tankių aktyviojoje srityje.

Šviestuko spektrinė moduliacija taip pat gali būti susijusi su nešiluminiu EL juostos pločio svyravimu. Sąryšį tarp nešiluminio EL juostos pusplotio moduliacijos gylio m_{WA} ir tiesioginės srovės moduliacijos galima užrašyti šitaip:

$$m_{WA} = \left(\frac{\partial W}{\partial I} \right)_A \frac{I_0}{W_0} m_I; \quad (4.19)$$

čia W_0 – juostos pusplotis esant tiesioginės srovės pastoviajai dedamajai I_0 , $(\partial W / \partial I)$ -- nešiluminės pusplotio priklausomybės nuo tiesioginės srovės koeficientas. Priėmus, kad juostos pusplotio kitimas nekeičia spektriškai

integuoto srauto vertės, puspločio moduliacija sukelia moduliacijos gylio mažėjimą ties EL spektro smailės padėtimi m_{PA} , kuris lygus

$$\Delta m_{PA} \approx -m_{WA}. \quad (4.20)$$

Tuo tarpu EL spektro eksponentiniuose šlaituose moduliacijos gylis padidėja, ir vidutinė prieaugio vertė yra

$$\overline{\Delta m_{SA}} \approx \frac{W_0}{E_0 + k_B T_0} m_{WA}; \quad (4.21)$$

čia E_0 ir $k_B T_0$ atitinkamai yra mažos energijos šlaito ir didelės energijos šlaito charakteringosios energijos.

InGaN šviestukai

Spindulinė rekombinacija InGaN šviestukuose vyksta daugybinių kvantinių duobių pavidalo aktyviojoje srityje, kurioje pasireiškia krūvininkų lokalizacija būsenų juostos potencialo minimumuose. Skirtingai nuo AlGaInP šviestukų, kurie spinduliuoja dėka laisvųjų krūvininkų rekombinacijos, InGaN šviestukų EL juostos formą lemia ne vien tik temperatūrai jautrus draustinis tarpas, bet ir lokalizuotųjų krūvininkų būsenų tankio funkcija. Dėl to realus spektro analizinis aprašymas yra sudėtingas.

InGaN šviestukų EL spektro forma didelių energijų srityje gali būti apytiksliai išreikšta taip [12]:

$$\Phi_H(I_F, T, h\nu) \propto \Phi(I_F, T) \exp\left[-\frac{h\nu - E_g(T)}{k_B(aT - T^*)}\right]; \quad (4.22)$$

čia a ir T^* yra tam tikros konstantos, kurios gali būti nustatytos iš EL spektro kalibracinių matavimų esant skirtingoms temperatūroms.

Dėl krūvininkų pasiskirstymo funkcijos šiluminės moduliacijos, EL moduliacijos gylio didėjimas sulig fotono energijos didėjimu energijų intervale virš smailės gali būti išreikštas iš (4.22) lygties:

$$\frac{\partial m_{\Phi H}(\omega, h\nu)}{\partial h\nu} \approx \frac{T_0 - T_A}{k_B(aT_0 + T^*)^2} m_T(\omega). \quad (4.23)$$

4.4. Eksperimentinių rezultatų palyginimas su teorija

AlGaInP šviestukai

Išmatuotas raudono ir oranžinio AlGaInP šviestukų EL spektrinės moduliacijos tiesinis augimas didelių fotono energijų srityje (4.1 pav., (b) ir (d) dalys) gali būti paaiškintas krūvininkų pasiskirstymo funkcijos moduliacija dėl temperatūros svyravimo ((4.14) lygtis). Atitinkamai, moduliacijos spektro polinkis trumpabangėje srityje gali būti panaudotas šviestuko sandūros temperatūros moduliacijos gyliui nustatyti. Pavyzdžiui, raudono šviestuko moduliacijos spektro polinkis didelių energijų srityje yra apie 6 %/eV, esant 0,5 Hz moduliacijos dažniui. Todėl nustatytas sandūros temperatūros moduliacijos gylis yra $(2 \pm 0,3) \%$. Nustatytas oranžinio šviestuko sandūros temperatūros moduliacijos gylis yra $(1,3 \pm 0,3) \%$. Dažniui esant didesniai už šiluminį ribinį dažnį (juodi skrituliukai 4.1(b) ir 4.1(d) pav.), EL moduliacijos spektrai atitinka tipinį nešiluminį efektą, sukeltą EL spektro kitimo dėl krūvininkų tankio aktyviajame sluoksnyje moduliacijos. Apie sandūros temperatūros moduliacijos nebuvimą byloja beveik plokščia EL moduliacijos spektro dalis didelių energijų srityje. Šis reiškinys taip pat parodo, kad šviestuku tekant vardinei tiesioginei srovei, nepasireiškia karštųjų elektronų efektas (laisvųjų krūvininkų kaitimas aukščiau už gardelės temperatūrą) [100], kuris esą pasireiškęs kai kuriuose eksperimentuose [40,101].

Kai sandūros temperatūros svyravimai išnyksta, aukšto dažnio EL spektrinės moduliacijos eksperimentiniai rezultatai sutampa su teoriniais skaičiavimais, panaudojant ankstesniame skyriuje aprašytą modelį. Pavyzdžiui, eksperimentiškai nustačius raudono šviestuko EL spektrinės linijos plotį 56,6 meV, neterminį puspločio tiesioginės srovės koeficientą 12 meV/A (4.5(a) pav.) ir ilgabangio šlaito charakteringą energiją 17 meV, iš (4.19) lygties buvo apskaičiuotas puspločio moduliacijos gylis 0,37 %. Tokia moduliacijos gylio vertė nurodo, kad optinio signalo moduliacijos gylis ties smailės padėtimi turėtų sumažėti 0,37 % ((4.20) lygtis), o spektro šlaituose – vidutiniškai padidėti 0,49 % ((4.21) lygtis). Šie kiekybiniai įverčiai gerai dera

su eksperimentiniais rezultatais. Iš 4.1(b) pav. pateiktų duomenų nustatytas moduliacijos gylio sumažėjimas ties smailės padėtimi yra 0,3 %. Tuo tarpu EL spektro šlaituose eksperimentu nustatytas 0,2 % ir 0,7 % moduliacijos padidėjimas atitinkamai žemos ir aukštos energijų srityse, t.y. vidutinis moduliacijos padidėjimas yra 0,45 %.

Spektriškai integruoto srauto moduliacijos gylis taip pat gali būti įvertintas teoriškai. Pirmiausiai, naudojant nulinio dažnio atveju nustatytus duomenis ($m_T = m_I$, $\partial\eta/\partial I \approx 0$, $\eta_0 = 23\%$ ir $m_\Phi = 0,94m_I$), pagal (4.8) formulę, apskaičiuojamas temperatūrinis našumo koeficientas. Įvertintas koeficientas $\partial\eta/\partial T = -6,2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ toliau yra naudojamas (4.8) lygtyje tam, kad būtų apskaičiuotas srauto moduliacijos m_Φ gylis bet kokiam dažniui, priėmus, kad sandūros temperatūros moduliacija yra žinoma. Pavyzdžiui, kai tiesioginės srovės moduliacijos dažnis yra 0,5 Hz ($m_T = 2\%$), apskaičiuojamas 0,12 % srauto moduliacijos gylio sumažėjimas, atitinkantis eksperimentinį rezultatą ($m_\Phi = 4,9\%$). Analogiškai teorinis modelis gali būti pritaikytas ir oranžinio šviestuko EL spektro moduliacijos spektro analizei su geru eksperimentinių ir teorinių rezultatų sutapimu.

Savaiminis šviestuko sandūros kaitimas įtakoja EL moduliacijos spektrą, keisdamas minimalaus moduliacijos gylio spektrinę padėtį. Naudojant raudono šviestuko temperatūrinį draustinių energijų juostos pločio koeficientą $-0,37 \text{ meV/K}$ (vidutinė vertė InP ir GaP puslaidininkinėms medžiagoms [102]) ir draustinio tarpo plotį $E_g = 1,937$ (nustatytas iš EL smailės padėties atėmus dydį $k_B T_0/2$), pagal (4.13) formulę apskaičiuota minimumo padėtis yra ties 1,975 eV. Ši vertė yra šiek tiek didesnė už eksperimentinę (1,96 eV) dėl nešiluminių efektų, kurie iškraipo moduliacijos spektrą ties smailės padėtimi. Pagal (4.12) formulę apskaičiuotas moduliacijos gylio minimumas yra 3,9 %, esant 0,5 Hz moduliacijos dažniui taip pat šiek tiek neatitinka tikrosios vertės 4,3 %. Toks nesutapimas gali būti siejamas su supaprastinta EL spektrine galios funkcija didelių energijų srityje ((4.9) lygtis), kuri neįskaito spektro plitimo mažų energijų srityje.

Žemų energijų srityje spektrinis moduliacijos gylis beveik nepriklauso nuo fotono energijos ir yra lygus 5,8 % ir 6,0 % atitinkamai raudonam ir oranžiniam šviestukams. Šios vertės yra palyginamos su apskaičiuotomis remiantis (4.17) lygtimi.

Gintarinio šviestuko EL moduliacijos spektras mažų energijų srityje turi tokias pat savybes, kaip ir kiti fosfidiniai šviestukai. Tačiau centrinėje ir didelių energijų srityje moduliacijos spektras labai skiriasi nuo raudono ir oranžinio šviestukų. Nors šiuo atveju pastebimas moduliacijos gylio mažėjimas ties smailės padėtimi, tačiau keičiantis temperatūros svyravimo dažniui nepasireiškia įdubos mažėjimas ir moduliacijos gylio tiesinis augimas didelių energijų srityje. Tokia gintarinio šviestuko EL moduliacijos elgsena gali būti nulemta fotonų, kurių energija didesnė nei 2,1 eV, sugerties apvalkaliniuose (langiniuose) sluoksniuose ir stipriu EL šiluminiu gesinimu dėl laidumo juostos centrinio ir šoninio slėnių artumo aktyviajame sluoksnyje su didele Al moline dalimi.

InGaN šviestukai

InGaN šviestukuose sandūros temperatūros svyravimai aiškiai pasireiškia tik EL moduliacijos spektro aukštų energijų srityje. Moduliacijos spektro polinkis žymai keičiasi, kai sandūros temperatūra svyruoja skirtingu dažniu (4.2 pav.). Mėlyno šviestuko moduliacijos polinkio skirtumas tarp žemo ir aukšto moduliacijos dažnių yra 5 %/eV, o žalio – 11 %/eV. Atsižvelgus į tai, kad nitridinių šviestukų sandūros temperatūra turėtų būti palyginama su fosfidinių, galima teigti, kad InGaN šviestukų sandūros temperatūros moduliacijos gylis taip pat yra panašus.

Žemų energijų srityje InGaN šviestukų moduliacijos spektro savybės stipriai skiriasi nuo AlGaInP šviestukų. Nitridinių šviestukų atveju nepastebima moduliacijos gylio didėjimo sulig moduliacijos dažnio mažėjimu. Be to negalima nustatyti įdubos padėties. Moduliacijos spektro elgsena žemų energijų srityje gali būti paaiškinta EL spektro mėlynuoju poslinkiu, dėl aukštesnių būsenų pildymo aktyviojoje srityje [103].

4.5. Ketvirtojo skyriaus išvados

Atliktas didelės galios AlGaInP ir InGaN šviestukų EL moduliacijos spektro tyrimas plačiame moduliacijos dažnių ruože, kuris perdengė ir šiluminio atsako ribinį dažnį. Raudono ir oranžinio šviestukų EL moduliacijos spektrai pasižymi šiomis savybėmis: a) moduliacijos spektras turi įdubą, kurios minimumo padėtis yra ties fotono energija, šiek tiek didesne už EL smailės padėtį; b) mažų energijų srityje moduliacijos gylis yra padidėjęs ir beveik nepriklauso nuo fotono energijos; c) aukštų energijų srityje pasireiškia moduliacijos gylio tiesiškas augimas sulig fotono energija. Šiems šviestukams, didinant moduliacijos dažnį, moduliacijos gylio minimumas slenkasi link EL smailės padėties, o jo vertė didėja. Tuo tarpu mažų energijų srityje moduliacijos gylio vertė mažėja. Trumpabangėje srityje stebimas moduliacijos gylio priklausomybės nuo fotono energijos plokštėjimas. Gintariniam šviestukui šios savybės pasireiškia tik žemų energijų srityje. Jame dėl fotonų sugerties apvalkaliniuose (langiniuose) sluoksniuose, moduliacijos spektras didesnėse energijose nei smailės padėtis mažai priklauso nuo moduliacijos dažnio ir nepasižymi moduliacijos gylio didėjimu.

Mėlyname ir žaliame InGaN šviestukuose sandūros temperatūros svyravimo poveikis EL moduliacijos spektrui nuo buvo nustatytas tik didelių energijų srityje. Tuo tarpu harmoniškai kintanti sandūros temperatūra neturi įtakos EL moduliacijos spektrui žemų energijų ir centrinėje spektro srityse. Ši ypatybė gali būti paaiškinama lokalizuotųjų būsenų užpildos šiluminiu kitimu, kuris kompensuoja draustinio tarpo siaurėjimą dėl padidėjusios temperatūros.

Eksperimentinių rezultatų paaiškinimui buvo pasiūlytas modelis, kuris atsižvelgia į šiluminių vyksmų ir tiesioginės srovės stiprio poveikį EL spektrams. Kai tiesioginės srovės moduliacijos dažnis yra žemas, EL spektrinės moduliacijos savybes lemia sandūros temperatūros svyravimai, kurie keičia EL našumą, draustinio tarpo plotį ir krūvininkų pasiskirstymo funkciją. Esant pakankamai aukštam moduliacijos dažniui, sandūros temperatūra nebespėja keistis, todėl moduliacijos spektro minimumą ir šlaitus

lemia nešiluminiai procesai, susiję su krūvininkų tankio kitimu aktyviajame sluoksnyje.

Tyrimo rezultatai atskleidė, kad EL spektrinės moduliacijos tyrimas gali būti naudojamas kaip naujas metodas, skirtas terminiam šviestukų charakterizavimui. Analizuojant optinio signalo moduliacijos gylio priklausomybės nuo fotono energijos polinkio kampą didelių energijų srityje, nustatyta, kad jis yra jautrus harmoniniams sandūros temperatūros svyravimams ir leidžia pastebėti iki 0,1 K pokyčius. Tuo tarpu AlGaInP šviestukų moduliacijos gylio priklausomybė nuo dažnio ilgabangiam EL spektro šlaite tiesiog atkartoja sandūros temperatūros atsako funkciją, todėl ši priklausomybė gali būti naudojama šviestuko šiluminės relaksacijos trukmių nustatymui. InGaN šviestukų šiluminiam charakterizavimui gali būti panaudota moduliacijos gylio priklausomybė nuo dažnio trumpabangiam EL spektro šlaite. Šių šviestukų moduliacijos gylio spektro polinkio priklausomybė nuo dažnio turi laiptuotą pavidalą, todėl iš jos taip pat galima nustatyti šiluminės relaksacijos trukmes.

5. Šviestukų senėjimo įtaka elektrinėms savybėms [P2]

Tarp šiuo metu naudojamų šviesos šaltinių, skirtų bendrajam ir specializuotam apšvietimui, šviestukai pasižymi didžiausiu našumu ir ilgaamžiškumu [29]. Prekinių didelės galios InGaN ir AlGaInP šviestukų veikimo trukmė siekia 50 tūkstančių valandų, spinduliuotės intensyvumui sumažėjus iki 70 %. Optinis šviestukų degradavimas yra plačiai tirtas [104–107]. Taip pat buvo stebimi šie elektrinių parametrų pokyčiai [108–112]: a) tiesioginės srovės padidėjimas pradinėje diodo atsidarymo dalyje, dėl atsiradusių nespindulinės rekombinacijos kanalų; b) išaugusi atgalinė srovė; c) tiesioginės srovės sumažėjimas esant vardinei įtampai, dėl pablogėjusio elektrinio kontakto tarp lusto ir elektrodų, o taip pat tarp atskirų lusto sluoksnių. Dar vienas srovės padidėjimo visame tiesioginės įtampos intervale mechanizmas, pastebėtas sendintuose šviestukuose, buvo aiškinamas puslaidininkiniame luste atsirandančiomis dislokacijomis, kurios trumpino diodo elektrodus [113].

Praktiniuose taikymuose, pavyzdžiui, ilgo veikimo (daugiau nei 50 tūkst. valandų) šviestukų valdymo elektrinių maitinimo grandinių projektavimui, itin svarbu žinoti šviestukų elektrinių charakteristikų, įtakojančių tiesioginę įtampą, kitimą. Šiame darbe buvo tiriamas ilgalaikis šviestukų sendinimas pastovios srovės režime vardinėmis šiluminėmis sąlygomis ir sendinimo įtaka mėlynų InGaN šviestukų tiesioginei įtampai.

5.1. Eksperimento aprašymas

Darbe buvo tirti keturi 1 W elektrinės galios mėlyni InGaN šviestukai (Philips Lumileds Lighting, LXHL-MRRD), kurių EL spektro smailės bangos ilgis yra ties 444 nm. Šviestuko sendinimo metu per jį tekėjo vardinė (350 mA) nuolatinė tiesioginė srovė. Šviestukas buvo pritvirtintas prie aliumininio radiatoriaus ir laikomas kambario sąlygomis (293 ± 3) K temperatūroje. Eksperimento metu buvo kontroliuojamas kiekvieno šviestuko srauto kitimas,

tačiau koreliacijos su elektrinių charakteristikų kitimu nebuvo pastebėta. Taip pat nebuvo užfiksuota EL spektro formos ir smailės padėties pokyčių.

Šviestuko nuosekloji varža ir heterosandūros laidumas buvo nustatytas iš voltamperinių ($I-V$) charakteristikų, išmatuotų plačiame tiesioginės srovės intervale. Matavimai buvo atliekami nuo $1 \mu\text{A}$ iki 400 mA srovių ruože, tačiau analizei buvo naudojamos ($I-V$) charakteristikos nuo 1 mA . Mažesnes sroves teko atmesti dėl šviestuko apsauginės grandinės (du priešpriešiais sujungti stabilitronai) nuotėkio srovės. Siekiant išvengti šviestukų savaiminio kaitimo, $I-V$ charakteristikos buvo matuojamos impulsiniu režimu. Buvo naudojami $300 \mu\text{s}$ trukmės tiesioginės srovės impulsai, kurių veikimo ciklas $0,3 \%$. Matavimams buvo naudojamas stabilios srovės šaltinis su voltmetru Keithley 2430. Atliekant $I-V$ matavimus, šviestukas buvo tvirtinamas ant kriostato (Cryo Industries 110-637-DND) metalinio padėklo, kurio temperatūra buvo palaikoma ties 298 K . Vis dėlto iš elektroliuminescencijos spektro didelių energijų šlauto polinkio kampo buvo nustatyta, kad sandūros temperatūra matavimo metu galėjo įkaisti iki 4 K aukščiau nei padėklo temperatūra [12]. Žinant, kad šviestuko tiesioginės įtampos temperatūrinis koeficientas yra -2 mV/K [114], galima teigti, kad įtampos matavimo neapibrėžtis yra 8 mV visame tiesioginės srovės intervale.

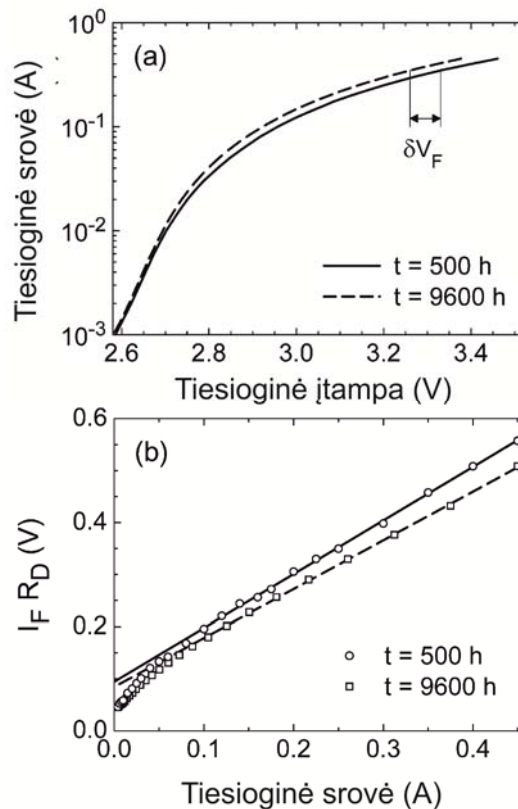
Tie patys matavimo prietaisai buvo naudojami ir atliekant šviestukų tiesioginės įtampos kalibravimą, kuris buvo reikalingas puslaidininkinės sandūros temperatūros nustatymui [5]. Nustatyta, kad vidutinė sandūros temperatūra sendinimo metu buvo $350 \pm 5 \text{ K}$.

Siekiant išvengti parametrų didelių pokyčių, pirmieji matavimai buvo atlikti po 500 valandų grūdinimo [115]. Grūdinimas buvo atliekamas tokiomis pat sąlygomis kaip ir sendinimo procesas.

5.2. Eksperimentinių rezultatų aptarimas

5.1 paveikslo (a) dalyje pavaizduotos tipinės $I-V$ charakteristikos, išmatuotos ką tik po grūdinimo (ištisinė kreivė) ir po 9600 valandų sendinimo.

Šiame paveiksle galima matyti, kad sendinimo procesas tik nežymiai pakeitė tiesioginės įtampos vertę I - V charakteristikos dalyje prieš šviestuko atsidarymą ($\delta V_F \approx -5$ mV, kai $I_F = 1$ mA). Šį pokytį galėjo sukelti padidėjusi nespindulinė rekombinacija ir ominiai srovės kanalai, atsiradę puslaidininkiniame luste. Žymus tiesioginės įtampos sumažėjimas po sendinimo buvo nustatytas per šviestuką tekant vardinei tiesioginei srovei ($\delta V_F \approx -70$ mV). Toks įtampos kritimas negali būti siejamas nei su padidėjusia nespinduline rekombinacija, kuri turėtų įsisotinti prie stipresnių srovių, nei su šunto srovėmis, kurios turėtų tiesiškai priklausyti nuo tiesioginės įtampos.



5.1 pav. Didelės galios InGaN šviestuko pusiau logaritminės (a) ir diferencialinės (b) I - V charakteristikos ką tik po 500 valandų grūdinimo (ištisinė kreivė, skrituliukai) ir po 9600 valandų sendinimo (brūkšninė kreivė, kvadratai) [P2].

Nustatytas I - V charakteristikų pokytis buvo analizuojamas remiantis apibendrinta Šoklio lygtimi su eksponentiniais difuzijos, rekombinacijos ir tunelinės injekcijos mechanizmų sandais, būdingiems InGaN šviestukams [28,116,117]:

$$I_F = \sum_i I_{0i} \left\{ \exp \left[\frac{V_F - I_F R_S}{E_i/q} \right] - 1 \right\}; \quad (5.1)$$

čia I_{0i} ir E_i – i -tojo krūvininkų injekcijos mechanizmo atitinkamai atgalinė srovė ir energijos parametras, R_S – nuosekioji varža, q – elementarusis krūvis.

Difuzijos ir rekombinacijos srovių vidutinis energijos parametras yra $\eta_{\text{ideal}} k_B T_J$ su idealumo faktoriumi $1 \leq \eta_{\text{ideal}} \leq 2$ ir sandūros temperatūra T_J . Priėmus, kad dominuoja tik vienas krūvininkų injekcijos mechanizmas ir $I_F \gg I_0$, (5.1) lygties diferencijavimas pagal tiesioginę srovę leidžia išreikšti dinaminę šviestuko varžą

$$R_D \equiv \frac{dV_F}{dI_F} = R_S + \frac{E_0}{qI_F}. \quad (5.2)$$

(5.2) lygties dešinėsios pusės antrasis dėmuo yra atvirkštinis sandūros laidumas, kuris konkrečiai tiesioginės srovės vertei yra apibūdinamas krūvininkų injekcijos proceso energijos parametru. Dinaminės varžos komponentų atskirumui gali būti naudojama diferencinė I - V charakteristika, gauta iš (5.2) lygties [16]

$$I_F R_D \equiv I_F \frac{dV_F}{dI_F} = I_F R_S + \frac{E_0}{q}. \quad (5.3)$$

Grafiškai pavaizdavus (5.3) lygties dešiniąją pusę, kaip tiesioginės srovės funkciją, galima nustatyti nuosekliją varžą (kreivės polinkis) ir charakteringą krūvininkų injekcijos energiją (ekstrapoliuota funkcijos reikšmė ties $I_F = 0$).

5.1(b) paveiksle pavaizduotos diferencinės I - V charakteristikos išmatuotos kà tik po grūdinimo ir po ilgalaikio sendinimo. Prie didesnių srovės verčių ($I_F > 100$ mA) charakteristikos yra tiesinės. Tai reiškia, kad šiuo atveju galima laikyti, kad vyksta tik vieno tipo krūvininkų injekcija. Kreivių polinkis atitinka $(1,032 \pm 0,025) \Omega$ nuosekliją varžą kà tik po grūdinimo ir $(0,938 \pm 0,025) \Omega$ – po 9600 valandų sendinimo. Tuo tarpu ekstrapoliuotų

kreivių susikirtimai su vertikaliąją ašimi parodo vyraujančio krūvininkų injekcijos į šviestuko aktyviają sritį mechanizmo energijos parametą, kuris yra (94 ± 5) meV kà tik po grūdinimo ir (85 ± 5) meV po ilgalaikio sendinimo. Nustatytos charakteringosios energijos vertės rodo, kad idealumo faktorius yra gerokai didesnis už 2. Tai matomai reiškia, kad dominuoja tunelinis krūvininkų injekcijos mechanizmas [116,117].

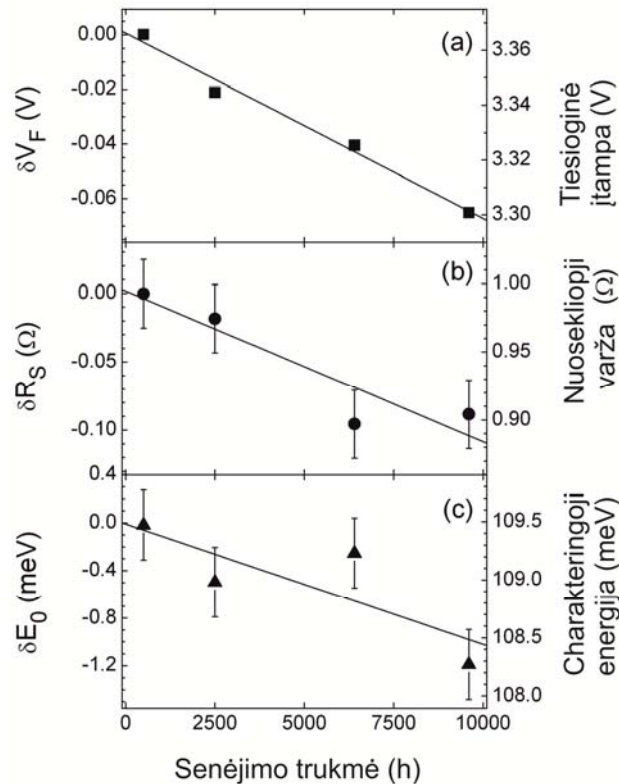
Priešingai nei nuosekliosios varžos atveju, nustatytas energijos parametro kitimas yra nežymus ir kinta paklaidų ribose. Dėl šios priežasties, buvo panaudotas tikslesnis diferencinis skaičiavimas, pagrįstas tiesioginės įtampos ir nustatytos nuosekliosios varžos kitimu. Tiesioginės įtampos kitimas, kai dominuoja tik vienas krūvininkų injekcijos mechanizmas, gali būti užrašytas taip:

$$\delta V_F = I_F \delta R_S + (V_F - I_F R_S) \frac{\delta E_0}{E_0} - E_0 \frac{\delta I_0}{q I_0}. \quad (5.4)$$

Skaitmeniniam skaičiavimui naudojant šias parametrų vertes: $\delta V_F = -70$ mV, $\delta R_S = (-0.092 \pm 0.035) \Omega$ ir $E_0 \approx 90$ meV, pagal (5.4) lygtį apskaičiuota energijos parametro pokyčio vertė yra $\delta E_0 = (-1,2 \pm 0,4)$ meV (po $I-V$ charakteristikų analizės žemų srovių srityje, trečiasis pastarosios lygties narys buvo atmestas kaip nežymus). Naudojant tokį skaičiavimą, gaunama žymiai mažesnė charakteringos energijos pokyčio paklaida, kuri yra palyginama su nuosekliosios varžos santykine paklaida.

5.2 paveiksle pateiktos apibendrintos sendinimo sukeltų elektrinių parametrų pokyčio priklausomybės nuo sendinimo laiko. Šio paveikslo (a) dalyje pavaizduota vidutinė keturių šviestukų tiesioginės įtampos priklausomybė nuo sendinimo laiko. Linija atitinka $6,7$ mV/1000 h arba $0,2\%$ /1000 h tiesioginės įtampos mažėjimą. (b) dalyje parodyti vidutinės nuosekliosios varžos eksperimentinių taškų priklausomybė nuo sendinimo laiko ir tiesinė jų aproksimacija. Iš šių rezultatų nustatytas $\sim 0,011 \Omega$ /1000 h arba $1,1\%$ /1000 h nuosekliosios varžos mažėjimas. Vidutinis tunelinės injekcijos charakteringos energijos mažėjimas $\sim 0,1$ meV/1000 h arba

0.09 %/1000 h, pavaizduotas 5.2 pav. (c) dalyje. Atskirų šviestukų elektrinių parametru nuokrypis nuo vidutinės vertės sudaro iki 10 % nuo absoliutinės vertės. Tokie parametru nuokrypiai gali turėti pastebimą poveikį šviestukų valdymo elektronikos priemonėms, suprojektuotoms veikti 50000 valandų ir ilgiau. Per šį laikotarpį didelės galios InGaN šviestukų tiesioginė įtampa gali sumažėti net 10 %.



5.2 pav. Vidutinė didelės galios InGaN šviestukų elektrinių parametru priklausomybė nuo sendinimo laiko: (a) tiesioginė įtampa, tekant vardinei tiesioginei srovei; (b) nuoseklioji varža; (c) krūvininkų injekcijos proceso charakteringoji energija [P2].

Gautieji ilgo sendinimo normaliomis šiluminėmis sąlygomis rezultatai atitinka pagreitinto sendinimo metu gautus elektrinių parametru kitimus [118]. Detali ilgo sendinimo analizė atskleidė du palyginamus indėlius elektrinių parametru kitime – nuosekiosios varžos ir charakteringos tunelinės energijos sumažėjimą. Nuosekiosios varžos mažėjimas gali būti siejamas su ilgalaikiu šviestuko struktūros p tipo puslaidininkio iškaitinimu. Toks išsiskyrusios Džaulio ir nespindulinės rekombinacijos generuojamos šilumos sukeltas

savaiminis kristalo iškaitinimas sukuria didesnę skylių tankį, dėl po gamybos likusių nestabilių Mg–H kompleksų [119,120] disociacijos. Vis dėlto sandūros temperatūra 350 K yra per žema, kad vyktų įprasta Mg–H kompleksų disociacija, kadangi šių kompleksų disociacijai reikalinga 1000 K temperatūra [121]. Kita vertus, yra žinoma, kad, šviestuku tekant tiesioginei srovei, padidėjęs šalutinių krūvininkų tankis p apvalkaliniame sluoksnyje sukelia vandenilio atskirimą nuo magnio atomų prie daug žemesnių temperatūrų [122,123]. Pavyzdžiui, žymus skylių koncentracijos padidėjimas buvo nustatytas tiesiogine kryptimi įjungtą p-n diodą kaitinant apie 1 valandą 450 K temperatūroje [122].

Priėmus eksponentinę Mg–H komplekso disociacijos tikimybę, atkaitinimo trukmių Δt_1 ir Δt_2 atitinkamai esant T_1 ir T_2 temperatūroms santykis yra:

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} \approx \exp\left(\frac{E_d}{k_B T_1} - \frac{E_d}{k_B T_2}\right); \quad (5.5)$$

čia E_d – komplekso disociacijos energija, kuri yra lygi apie 1 V. Kai $T_1 = 350$ K ir $T_2 = 450$ K, pagal (5.5) lygį apskaičiuotas iškaitinimo trukmių santykis yra apie 1500. Vadinasi, jei atkaitinimas 450 K temperatūroje trunka valandas, galima tikėtis, kad atkaitinimas 350 K temperatūroje trunka tūkstančius valandų. Toks įvertis dera su mūsų eksperimentiniais rezultatais.

Sandūros laidumo padidėjimas turi žymiai sudėtingesnes priežastis, atsižvelgiant į tai, kad kartu kinta ir jonizuotų priemaišų tankis p tipo puslaidininkyje ir lokalizuotųjų būsenų tankis aktyviajame šviestuko sluoksnyje.

5.3. Penktojo skyriaus išvados

Šio tyrimo metu buvo atliktas ilgalaikis didelės galios InGaN šviestukų sendinimas normaliomis šiluminėmis sąlygomis, kurio metu buvo nustatytas laipsniškas tiesioginės įtampos mažėjimas esant pastoviai, vardinei tiesioginei

srovei. Analizinis I - V charakteristikų nagrinėjimas parodė, kad šviestukams senstant, mažėja jų nuoseklioji varža ir sandūros laidumas. Nuosekliosios varžos mažėjimą, matomai, sukelia ilgalaikis, savaiminis kristalo iškaitinimas darbinėje temperatūroje, kai į p puslaidininkį injektuoti šalutiniai krūvininkai padeda aktyvinti legiruojančias Mg priemaišas.

Išvados

Įskaitant trimatį būsenų tankio skirstinį AlGaInP šviestukuose, kuriuose formuojamas storas aktyvusis sluoksnis, jų sandūros temperatūra gali būti prilyginta charakteringajai temperatūrai, apskaičiuojamai naudojant elektroliuminescencijos spektro didelės energijos šlauto atvirkštinę išvestinę. Šio metodo taikymui reikia, kad elektroliuminescencijos spektras nebūtų iškraipytas sugerties apvaskaliniuose (langiniuose) sluoksniuose. Analizei tinkama spektro sritis turi būti nutolusi bent 100 meV nuo smailės padėties į trumpesnių bangų pusę. Nepaisant šių apribojimų, tyrimo metu buvo nustatyta, kad sandūros temperatūra gali būti išmatuota ir iš elektroliuminescencijos spektro srities, kurioje vyksta fotonų sugertis apvaskaliniuose (langiniuose) sluoksniuose, naudojant tiesinę kalibravimo lygtį.

InGaN šviestukuose sandūros temperatūros nustatymą iš elektroliuminescencijos spektro didelės energijos šlauto apsunkina sudėtingi šiluminiai procesai, keičiantys lokalizuotųjų krūvininkų elektroliuminescencijos juostos formą. Vis dėlto atvirkštinę išvestinę spektrinėje srityje apie 150 meV virš smailės padėties galima susieti su tikrąja sandūros temperatūra, atlikus kalibravimą ir pritaikius tiesinę aproksimaciją su korekcijos daugikliu ir pastovia dedamąja.

Šviestuko išėjimo charakteristikos priklauso nuo jo valdymo būdo, kai skiriasi srovės impulsų parametrai. Šis efektas yra paaiškinamas sandūros temperatūros svyravimais, kurie gali būti aprašyti pasiūlytu analiziniu modeliu. Impulso pločio ir impulsų pasikartojimo dažnio moduliacijos metodų palyginimas parodė, kad pastarojo metodo taikymas tirtu šviestuko atveju, dėl mažesnių sandūros temperatūros svyravimų, leidžia pasiekti iki 5 % didesnę našumą esant 50 % veikimo ciklui. Kitas impulsų pasikartojimo dažnio moduliacijos metodo pranašumas yra beveik tiesinės intensyvumo nuokrypio, smailės padėties ir spalvio koordinatijų priklausomybės nuo veikimo ciklo. Tai palengvina šių parametų pokyčio kompensavimą. Išvardinti impulsų

pasikartojimo dažnio valdymo pranašumai gali tapti argumentu prieš impulso pločio valdymo būdą, kuris plačiai taikomas apšvietimo ir vaizduoklių srityse.

Baltų konversijos fosfore šviestukų CIE 1931 m. spalvio koordinatė x ir y paviršiai tiesioginės srovės ir temperatūros erdvėje turi netiesinį pavidalą, tačiau jie gali būti aproksimuoti plokštumomis, naudojant paprastą skaitinį modelį. Modelio parametrai buvo gauti sprendžiant du optimizavimo uždavinius. Buvo nustatyta, kad, taikant mažiausio didžiausio nuokrypio metodą, galima pakankamai tiksliai parinkti modelio parametrus. Unifikavus modelį keliems to paties tipo šviestukams, buvo apskaičiuotos parametru vidutinės reikšmės, kurios yra tinkamos nurodyti šviestukų techniniuose pasuose. Modelinės spalvio koordinatės skiriasi nuo išmatuotų tik per tris MacAdamo elipsės matmenis, t.y. skirtumas praktiškai neviršija subjektyviai suvokiamo spalvio pokyčio.

Raudono ir oranžinio AlGaInP šviestukų elektroluminescencijos moduliacijos spektrai pasižymi šiomis savybėmis: a) moduliacijos spektras turi įdubą, kurios minimumo taškas yra ties fotono energija, šiek tiek didesne už EL smailės padėtį; b) mažesnių energijų srityje moduliacijos gylis yra padidėjęs ir beveik nepriklauso nuo fotono energijos; c) didesnių energijų srityje pasireiškia moduliacijos gylio tiesiškas augimas sulig fotono energija. Šiems šviestukams, didinant moduliacijos dažnį, minimalaus moduliacijos gylio spektrinė padėtis slenkasi link elektroluminescencijos smailės padėties, o jo vertė didėja. Tuo tarpu mažesnių energijų srityje dalyje moduliacijos gylio vertė mažėja, o didesnių energijų srityje stebimas moduliacijos gylio priklausomybės nuo fotono energijos plokštėjimas. Gintarinio AlGaInP šviestuko atveju, dėl fotonų sugerties apvalkaliniuose (langiniuose) sluoksniuose, nestebimas nei spektrinės moduliacijos minimumas, nei moduliacijos gylio didėjimas sulig fotono energija didesnių energijų srityje.

Mėlyname ir žaliame InGaN šviestukuose elektroluminescencijos spektrinės moduliacijos priklausomybė nuo sandūros temperatūros svyravimo buvo nustatyta tik didelių fotono energijų srityje. Tuo tarpu harmoniškai

kintantis temperatūros svyravimas neturi įtakos moduliacijos spektrui žemų energijų ir centrinėje spektro srityse.

Eksperimentinių rezultatų paaiškinimui buvo pasiūlytas modelis, kuris atsižvelgia į šiluminių vyksmų ir tiesioginės srovės stiprio poveikį elektroluminescencijos spektrams. AlGaInP šviestukuose, kai tiesioginės srovės moduliacijos dažnis yra žemas, spektrinės moduliacijos savybes lemia sandūros temperatūros svyravimai, kurie keičia EL našumą, draustinio tarpo plotį ir krūvininkų pasiskirstymo funkciją. Esant pakankamai aukštam moduliacijos dažniui, sandūros temperatūros svyravimas išnyksta, todėl moduliacijos spektro minimumą ir EL spektro šlaitus įtakoja nešiluminiai procesai, susiję su krūvininkų tankio kitimu aktyviajame sluoksnyje. InGaN šviestukų elektroluminescencijos spektrinės moduliacijos ypatumai gali būti paaiškinti lokalizuotųjų būsenų užpildos šiluminiu kitimu, kuris kompensuoja draustinio tarpo siaurėjimą dėl padidėjusios temperatūros.

Tyrimo rezultatai atskleidė, kad EL spektrinės moduliacijos tyrimas gali būti naudojamas kaip naujas metodas, skirtas šviestukų šiluminiam charakterizavimui. Analizuojant optinio signalo moduliacijos gylio priklausomybės nuo fotono energijos polinkio kampą didelių energijų srityje, nustatyta, kad jis yra jautrus harmoniniams sandūros temperatūros svyravimams ir leidžia pastebėti iki 0,1 K pokyčius. Tuo tarpu AlGaInP šviestukų moduliacijos gylio priklausomybė nuo dažnio ilgabangiam elektroluminescencijos spektro šlaite atkartoja sandūros temperatūros atsako funkciją, todėl ji gali būti naudojama šviestukų šiluminės relaksacijos trukmių nustatymui. InGaN šviestukų šiluminiam charakterizavimui gali būti panaudota moduliacijos gylio priklausomybė nuo dažnio trumpabangiam elektroluminescencijos moduliacijos spektro šlaite. Šių priklausomybė turi laiptuotą pavidalą, todėl iš jos taip pat galima nustatyti šiluminės relaksacijos trukmes.

Ilgalaikio didelės galios InGaN šviestukų sendinimo normaliomis šiluminėmis sąlygomis metu buvo nustatytas laipsniškas tiesioginės įtampos

mažėjimas esant pastoviai, vardinei tiesioginei srovei. Analizinis voltamperinių charakteristikų nagrinėjimas parodė, kad šviestukams senstant, kinta jų nuoseklioji varža ir sandūros laidumas. Nuosekliosios varžos mažėjimą gali sukelti ilgalaikis, savaiminis kristalo iškaitinimas darbinėje temperatūroje, kai į apvalkalinį sluoksnį injektuoti šalutiniai krūvininkai padeda aktyvinti magnio akceptorines priemaišas.

Cituojamās literatūras saraksts

- [1] K. P. O'Donnell and X. Chen, "Temperature dependence of semiconductor band gaps," *Appl. Phys. Lett.* **58**(25), 2924–2926 (1991).
- [2] Y. Xi and E. F. Schubert, "Junction-temperature measurement in GaN ultraviolet light-emitting diodes using diode forward voltage method," *Appl. Phys. Lett.* **85**(12), 2163–2165 (2004).
- [3] A. Link, K. Bitzer, W. Limmer, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp, D. G. Elbing, and K. W. Benz, "Temperature dependence of the E_2 and A_1 (LO) phonons in GaN and AlN," *J. Appl. Phys.* **86**(11), 6256–6260 (1999).
- [4] C. C. Lee and J. Park, "Temperature measurement of visible light-emitting diodes using nematic liquid crystal thermography with laser illumination," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**(7), 1706–1708 (2004).
- [5] Y. Xi, J.-Q. Xi, Th. Gessmann, J. M. Shah, J. K. Kim, E. F. Schubert, A. J. Fischer, M. H. Crawford, K. H. A. Bogart, and A. A. Allerman, "Junction and carrier temperature measurements in deep-ultraviolet light-emitting diodes using three different methods," *Appl. Phys. Lett.* **86**(3), 031907 (2005).
- [6] L. Kirkup, W. Kalceff, and G. McCredie, "System for measuring the junction temperature of a light emitting diode immersed in liquid nitrogen," *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 046107 (2006).
- [7] T.-C. Wang, H.-C. Kuo, Z.-H. Lee, C.-C. Chuo, M.-Y. Tsai, C.-E. Tsai, T.-D. Lee, T.-C. Lu, and J. Chi, "Quaternary AlInGaN multiple quantum well 368 nm light-emitting diode," *J. Cryst. Growth* **287**, 582–585 (2006).
- [8] Y. K. Fukai, Y. Matsuoka, and T. Furuta, "Measuring the junction temperature of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors using electroluminescence," *Appl. Phys. Lett.* **63**(3), 340–342 (1993).
- [9] A. Chitnis, J. Sun, V. Mandavilli, R. Pachipulusu, S. Wu, M. Gaevski, V. Adivarahan, A. Sarua, and M. Kuball, "Self-heating effects at high

- pump currents in deep ultraviolet light-emitting diodes at 324 nm,” *Appl. Phys. Lett.* **81**(18), 3491–3493 (2002).
- [10] J. Cho, C. Sone, Y. Park, and E. Yoon, “Measuring the junction temperature of III-nitride light emitting diode using electro-luminescence shift,” *Phys. Status Solidi A* **202**(9), 1869–1873 (2005).
- [11] P. Vitta, P. Pobedinskas, and A. Žukauskas, “Phosphor thermometry in white light-emitting diodes,” *IEEE Photonics Technol. Lett.* **19**(6), 399–401 (2007).
- [12] Z. Vaitonis, P. Vitta, and A. Žukauskas, “Measurement of the junction temperature in high-power light-emitting diodes from the high-energy wing of the electroluminescence band,” *J. Appl. Phys.* **103**(9), 093110 (2008).
- [13] V. Schwegler, S. S. Schad, C. Kirchner, M. Seyboth, M. Kamp, K. J. Ebeling, V. E. Kudryashov, A. N. Turkin, A. E. Yunovich, U. Stempfle, A. Link, W. Limmer, and R. Sauer, “Ohmic heating of InGaN LEDs during operation: determination of the junction temperature and its influence on device performance,” *Phys. Status Solidi A* **176**(1), 783–786 (1999).
- [14] A. Žukauskas, G. Tamulaitis, R. Gaska, M. S. Shur, M. Asif Khan, J. W. Yang, “Hot electrons and holes in highly photoexcited GaN epilayers,” *Phys. Status Solidi B* **216**(1), 495–499 (1999).
- [15] M. R. Krames, M. Ochiai-Holcomb, G. E. Hofler, C. Carter-Coman, E. I. Chen, I.-H. Tan, P. Grillot, N. F. Gardner, H. C. Chui, J.-W. Huang, S. A. Stockman, F. A. Kish, and M. G. Craford, “High-power truncated-inverted-pyramid $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaP}$ light-emitting diodes exhibiting >50% external quantum efficiency,” *Appl. Phys. Lett.* **75**(16), 2365–2367 (1999).
- [16] E. F. Subert, *Light-emitting diodes* (Cambridge University Press, Cambridge 2006).
- [17] J. J. Wierer, D. A. Steigervald, M. R. Krames, J. J. O’Shea, M. J. Ludowise, G. Christenson, Y.-C. Shen, C. Lowery, P. S. Martin,

- S. Subramanya, W. Gotz, N. F. Gardner, R. S. Kern, and S. A. Stockman, “High-power AlGaInN flip-chip light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.* **78**(22), 3379–3381 (2001).
- [18] K. Kazlauskas, G. Tamulaitis, P. Pabedinskas, A. Žukauskas, M. Springis, C.-F. Huang, Y.-C. Cheng, and C. C. Yang, “Exciton hopping in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ multiple quantum wells,” *Phys. Rev. B* **71**(8), 085306 (2005).
- [19] P. G. Eliseev, P. Perlin, J. Lee, and M. Osinski, “‘Blue’ temperature-induced shift and band-tail emission in InGaN-based light sources,” *Appl. Phys. Lett.* **71**(5), 569–571 (1997).
- [20] K. Kazlauskas, G. Tamulaitis, A. Žukauskas, M. A. Khan, J. W. Yang, J. Zhang, G. Simin, M. S. Shur, and R. Gaska, “Double-scaled potential profile in a group-III nitride alloy revealed by Monte Carlo simulation of exciton hopping,” *Appl. Phys. Lett.* **83**(18), 3722–3724 (2003).
- [21] S. Rudin and T. L. Reinecke, “Temperature-dependent exciton linewidths in semiconductor quantum wells,” *Phys. Rev. B* **41**(5), 3017–3027 (1990).
- [22] S. Rudin, T. L. Reinecke, and B. Segall, “Temperature-dependent exciton linewidths in semiconductors,” *Phys. Rev. B*, **42**(17), 11218–11231 (1990).
- [23] M. G. Alessi, F. Fragano, A. Patane, M. Capizzi, E. Runge, and R. Zimmermann, “Competition between radiative decay and energy relaxation of carriers in disordered $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum wells,” *Phys. Rev. B* **61**(16), 10985–10993 (2000).
- [24] M. J. Galtrey, R. A. Oliver, M. J. Kappers, C. J. Humphreys, D. J. Stokes, P. H. Clifton, and A. Cerezo, “Three-dimensional atom probe studies of an $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ multiple quantum well structure: Assessment of possible indium clustering,” *Appl. Phys. Lett.* **90**, 061903 (2007).

- [25] G. Harbers and C. Hoelen, “High performance LCD backlighting using high intensity red, green and blue light emitting diodes,” Soc. Inf. Display Tech. Digest **32**(1), 702–705 (2001).
- [26] D. A. Steigerwald, J. C. Bhat, D. Collins, R. M. Fletcher, M. O. Holcomb, M. J. Ludowise, P. S. Martin, and S. L. Rudaz, “Illumination with solid state lighting technology,” IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **8**(2), 310–320 (2002).
- [27] S. Muthu, F. J. P. Schuurmans, and M. D. Pashley, “Red, green and blue LEDs for white light illumination,” IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **8**(2), 333–338 (2002).
- [28] A. Žukauskas, M. Shur, and R. Gaska, *Introduction to Solid-State Lighting* (Wiley, New York, 2002).
- [29] M. S. Shur and A. Žukauskas, “Solid-state lighting: toward superior illumination,” Proc. IEEE **93**(10), 1691–1703 (2005).
- [30] E. F. Schubert, J. K. Kim, H. Luo, and J.-Q. Xi, “Solid-state lighting – a benevolent technology,” Rep. Progr. Phys. **69**(12), 3069–3099 (2006).
- [31] M. R. Krames, O. B. Shchekin, R. Mueller-Mach, G. O. Mueller, L. Zhou, G. Harbers, and M. G. Craford, “Status and future of high-power light-emitting diodes for solid-state lighting,” J. Display Technol. **3**(2), 160–175 (2007).
- [32] A. Žukauskas, R. Vaicekauskas, and M. Shur, “Solid-state lamps with optimized color saturation ability,” Opt. Express **18**(3), 2287–2295 (2010).
- [33] A. Žukauskas, R. Vaicekauskas, F. Ivanauskas, H. Vaitkevičius, and M. S. Shur, “Rendering a color palette by light-emitting diodes,” Appl. Phys. Lett. **93**(2), 021109 (2008).
- [34] A. Žukauskas, R. Vaicekauskas, F. Ivanauskas, H. Vaitkevičius, P. Vitta, and M. S. Shur, “Statistical approach to color quality of solid-state lamps,” IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **15**(6), 1753–1762 (2009).

- [35] A. Žukauskas, R. Vaicekauskas, and M. S. Shur, “Color-rendition properties of solid-state lamps,” *J. Phys. D Appl. Phys.* **43**(35), 354006 (2010).
- [36] Y. Gu, N. Narendran, T. Dong, and H. Wu, “Spectral and luminous efficacy change of high-power LEDs under different dimming methods,” *Proc. SPIE* **6337**, 63370J (2006).
- [37] L. Svilainis, “LED brightness control for video display application,” *Displays*, **29**(5) 506–511 (2008).
- [38] I. Ashdown, “Neutral networks for LED color control,” *Proc. SPIE*, **5187**, 215–226 (2005).
- [39] S. Chhajed, Y. Xi, Y.-L. Li, T. Gessmann, and E. F. Schubert, “Influence of junction temperature on chromaticity and color-rendering properties of trichromatic white-light sources based on light-emitting diodes,” *J. Appl. Phys.* **97**(5), 054506 (2005).
- [40] P. Manninen and P. Orrevelainen, “On spectral and thermal behaviors of AlGaInP light-emitting diodes under pulse-width modulation,” *Appl. Phys. Lett.* **91**(18), 181121 (2007).
- [41] V. A. Sergeev and A. A. Shirokov, “Determining local temperatures in the structures of AlInGaP/GaAs red LEDs in a pulsed operation regime,” *Techn. Phys. Lett.* **35**(5), 391–394 (2009).
- [42] J. C. Zhang, Y. H. Zhu, T. Egawa, S. Sumiya, M. Miyoshi, and M. Tanoka, “Influence of pulse width on electroluminescence and junction temperature of AlInGaN deep ultraviolet light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.* **92**(19), 191917 (2008).
- [43] A. Zukauskas, R. Vaicekauskas, F. Ivanauskas, G. Kurileik, Z. Bliznikas, K. Breive, J. Krupic, A. Rupsys, A. Novickovas, P. Vitta, A. Navickas, V. Raskauskas, M. S. Shur, and R. Gaska, “Quadrochromatic white solid-state lamp with digital feedback,” *Proc. SPIE* **5187**, 185–198 (2004).

- [44] P. Deurenberg, C. Hoelen, J. van Meurs, and J. Ansems, “Achieving color point stability in RGB multi-chip modules using various color control loops,” *Proc. SPIE* **5941**, 59410C (2005).
- [45] W. Nakwaski and A. M. Kontkiewicz, “Temperature distribution in a light-emitting diode during a pulse operation,” *Electron. Lett.* **20**(23), 984–985 (1984).
- [46] N. C. Chen, Y. K. Yang, Y. N. Wang, and Y. C. Huang, “Heat flow in AlGaInP/GaAs light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.* **90**(18), 181104 (2007).
- [47] L. Yang, J. Hu, and M. W. Shin, “Dynamic thermal analysis of high-power LEDs at pulse conditions,” *IEEE Electron. Dev. Lett.* **29**(8), 863–866 (2008).
- [48] B.-J. Huang and C. W. Tang, “Thermal-electrical-luminous model of multi-chip polychromatic LED luminaire,” *Appl. Thermal Eng.* **29**(16), 3366–3373 (2009).
- [49] B.-J. Huang, C. W. Tang, and M.-S. Wu, “System dynamic model of high power LED luminaire,” *Appl. Thermal Eng.* **29**(4), 609–616 (2009).
- [50] M. C. Molman, W. D. Koek, and H. P. Urbach, “A method toward simulating the total luminous flux of a monochromatic high power LED operated in a pulsed manner,” *Opt. Express* **17**(20), 17457–17470 (2009).
- [51] I. Ashdown, “Extended parallel pulse code modulation of LEDs,” *Proc. SPIE* **6337**, 63370W (2006).
- [52] I. Toma, B. Bjeljic, and I. Ashdown, “Pseudorandom pulse code modulation of LEDs,” *Proc. SPIE* **6669**, 666918 (2007).
- [53] N. J. Frigo, K. C. Reichmann, and P. P. Innone, “Thermal characteristics of light-emitting diodes and their effect on passive optical networks,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**(8), 1164–1166 (1997).
- [54] S. Figge, T. Bottcher, D. Hommel, C. Zellweger, and M. Illegems, “Heat generation and dissipation in GaN-based light emitting devices,” *Phys. Stat. Sol. A* **200**(1), 83–86 (2003).

- [55] N. F. Gardner, H. C. Chui, E. I. Chen, M. R. Krames, J.-W. Huang, F. A. Kish, S. A. Stockman, C. P. Kocot, T. S. Tan, and N. Moll, “1.4 × efficiency improvement in transparent-substrate $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ light-emitting diodes with thin (≤ 2000 Å) active regions,” *Appl. Phys. Lett.* **74**(15), 2230–2232 (1999).
- [56] D. L. MacAdam, “Visual sensitivities to color difference in daylight,” *J. Opt. Soc. Amer.* **32**(5), 247–273 (1942).
- [57] P. R. Strickland, “The thermal equivalent circuit of a transistor,” *IBM J. Res. Dev.* **3**(1), 35–45 (1959).
- [58] P. Vitta and A. Žukauskas, “Thermal characterization of light-emitting diodes in the frequency domain,” *Appl. Phys. Lett.* **93**(10), 103508 (2008).
- [59] S. C. Allen and A. J. Steckl, “A nearly ideal phosphor-converted white light-emitting diode,” *Appl. Phys. Lett.* **92**(14), 143309 (2008).
- [60] B. Li, D. Zhang, Y. Huang, Z. Ni, and S. Zhuang, “A new structure of multi-layer phosphor package of white LED with high efficiency,” *Chinese Optics Lett.* **8**(2), 221–223 (2010).
- [61] T. T. Nguyen and G. S. Frank, “Studies of phosphor concentration and thickness for phosphor-based white light-emitting-diodes,” *J. Lightwave Technol.* **26**(21), 3556–3559 (2008).
- [62] B. J. Chen, K. W. Jang, H. S. Lee, M. Jayasimhadri, E. J. Cho, S. S. Yi, and J. H. Jeong, “ SiO_2 effect on spectral and colorimetric properties of europium doped $\text{SrO}_2\text{-MgO-}x\text{SiO}_2$ ($0.8 \leq x \leq 1.6$) phosphor for white LEDs,” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 105401 (2009).
- [63] J. P. You, N. T. Tran, Y.-C. Lin, Y. He, and F. G. Shi, “Phosphor-concentration-dependent characteristics of white LEDs in different current regulation modes,” *J. Electron. Mater.* **38**(6), 761–766 (2009).
- [64] C. R. Ronda, T. Justel, and H. Nikol, “Rare earth phosphors: fundamentals and applications,” *J. Alloys Comp.* **275–277**, 669–676 (1998).

- [65] A. Mills, “Phosphors development for LED lighting,” *III-Vs Rev.* **18**(3), 32–34 (2005).
- [66] R.-J. Xie and N. Hirosaki, “Silicon-based oxynitride and nitride phosphors for white LEDs – A review,” *Science Technol. Advanced Mat.* **8**(7–8), 588–600 (2007).
- [67] A. A. Setlur, “Phosphors for LED-based solid-state lighting,” *Electrochem. Soc. Interface* **18**(4), 32–36 (2009).
- [68] Y. Zhang, L. Li, X. Zhang, and Q. Xi, “Temperature effects on photoluminescence of YAG:Ce³⁺ phosphor and performance in white light-emitting diodes,” *J. Rare Earths* **26**(3), 446–449 (2008).
- [69] C. Qin, Y. Huang, L. Shi, G. Chen, X. Qiao, and H. J. Seo, “Thermal stability of luminescence of NaCaPO₄:Eu²⁺ phosphor for white-light-emitting diodes,” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 185105 (2009).
- [70] S. Zhang, X. Wu, Y. Huang, and H. J. Seo, “Photoluminescence and thermal stability of Eu²⁺-activated LiCaPO₄ phosphors for white light-emitting diodes,” *Int. J. Appl. Ceram. Technol.* **8**(4), 734 (2010).
- [71] S. Beczkowski, “Advanced dimming strategy for solid-state luminaires,” *Proc. SPIE* **7784**, 77840M (2010).
- [72] F. Reifegerste and J. Lienig, “Modeling of the temperature and current dependence of LED spectra,” *J. Light & Vis. Env.* **32**(3), 288–294 (2008).
- [73] G. He and L. Zheng, “A model for LED spectra at different drive current,” *Chinese Optics Lett.* **8**(11), 1090–1094 (2010).
- [74] A. Keppens, W. R. Ryckaert, G. Deconinck, and P. Hanselaer, “Modeling high power light-emitting diode spectra and their variation with junction temperature,” *J. Appl. Phys.* **108**(4), 043104 (2010).
- [75] C. A. Burrus, T. P. Lee, and W. S. Holden, “Direct-modulation efficiency of LED’s for optical fiber transmission applications,” *Proc. IEEE* **63**(2), 329–331 (1975).

- [76] J. Heinen, W. Huber, and W. Harth, "Light-emitting diodes with a modulation bandwidth of more than 1 GHz," *Electron. Lett.* **12**(21), 553–554 (1976).
- [77] N. E. J. Hunt, E. F. Schubert, R. F. Kopf, D. L. Sivco, A. Y. Cho, and G. J. Zydzik, "Increased fiber communications bandwidth from a resonant cavity light emitting diode emitting at $\lambda = 940$ nm," *Appl. Phys. Lett.* **63**(19), 2600–2602 (1993).
- [78] R. H. Windisch, A. Knobloch, J. Potemans, B. Dutta, G. H. Dohler, G. Borghs, and P. L. Heremans, "Light-emitting diodes with 17 % external quantum efficiency at 622 Mb/s for high-bandwidth parallel short-distance optical interconnects," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5**(2), 166–171 (1999).
- [79] J.-W. Shi, H.-Y. Huang, J.-K. Sheu, C.-H. Chen, Y.-S. Wu, and W.-C. Lai, "The improvement in modulation speed of GaN-based green light-emitting diode (LED) by use of n-type barrier doping for plastic optical fiber (POF) communication," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **18**(15), 1636–1638 (2006).
- [80] G. Walter, C. H. Wu, H. W. Then, M. Feng, and N. Holonyak Jr., "Tilted-charge high speed (7 GHz) light emitting diode," *Appl. Phys. Lett.* **94**(23), 231125 (2009).
- [81] J. Sipior, G. M. Carter, J. R. Lakowicz, and G. Rao, "Blue light-emitting diode demonstrated as an ultraviolet excitation source for nanosecond phase-modulation fluorescence lifetime measurements," *Rev. Sci. Instrum.* **68**(7), 2666–2670 (1997).
- [82] A. Žukauskas, N. Kurilčik, P. Vitta, S. Juršėnas, E. Bakienė, and R. Gaska, "Optimization of a UV light-emitting diode based fluorescence-phase sensor," *Proc. SPIE* **6398**, 63980Y1 (2006).
- [83] W. S. Holden, W. M. Hubbard, and S. D. Personick, "Chromatic delay in light emitting diodes," *Appl. Opt.* **13**(5), 1050–1052 (1974).

- [84] L. Kučera, “Frequency response of spontaneous mode electroluminescent diode at low injection levels,” *IEEE Trans. Electron Devices* **16**(3), 303–309 (1969).
- [85] J. Mišek, L. Kučera, F. Šrobar, and J. Kortan, “Origin of chromatic in electroluminescent diodes,” *Solid-State Electron.* **20**(4), 333–334 (1977).
- [86] G. Pang, T. Kwan, H. Liu, and C.-H. Chan, “LED wireless,” *IEEE Industry Appl. Mag.* **8**(1), 21–28 (2002).
- [87] T. Komine and M. Nakagawa, “Fundamental analysis for visible-light communication system using LED light,” *IEEE Trans. Consumer Electron.* **50**(1), 100–107 (2004).
- [88] C. G. Lee, C. S. Park, J.-H. Kim, and D.-H. Kim, “Experimental verification of optical wireless communication link using high-brightness illumination light-emitting diode,” *Opt. Eng.* **46**(12), 125005 (2007).
- [89] J. Grubor, S. Randel, K.-D. Langer, and J. W. Walewski, “Broadband information broadcasting using LED-based Interior lighting,” *J. Lightwave Technol.* **26**(24), 3883–3892 (2008).
- [90] H. Elgala, R. Mesleh, and H. Haas, “An LED model for intensity-modulated optical communication systems,” *IEEE Photonics Technol. Lett.* **22**(11), 835–837 (2010).
- [91] R. H. Tu, C. Wann, J. C. King, P. K. Ko, and C. Hu, “An AC conductance technique for measuring self-heating in SOI MOSFET’s,” *IEEE Electron Device Lett.* **16**(2), 67–69 (1995).
- [92] U. Strauss, W. W. Ruhle, H. J. Queisser, K. Nakano, and A. Ishibashi, “Band-to-band recombination in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$,” *J. Appl. Phys.* **75**(12), 8204–8206 (1994).
- [93] S. F. Chichibu, Y. Kawakami, and T. Sota, “Emission mechanisms and excitons in GaN and InGaN bulk and QWs,” in *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Laser and Light Emitting Diodes*, ed. by S. Nakamura and S. F. Chichibu (CRC Press, Boca Raton, 2002), p. 153.
- [94] E. A. Meneles, N. Jannuzzi, J. G. P. Ramos, R. Luzzi, and R. C. C. Leite, “Many-body and hot-phonon effects in the radiative emission spectrum

- of CdS under high excitation intensities,” *Phys. Rev. B* **11**(6), 2213–2221 (1975).
- [95] N. Rinaldi, “Small-signal operation of semiconductor devices including self-heating, with application to thermal characterization and instability analysis,” *IEEE Trans. Electron Devices* **48**(2), 323–331 (2001).
- [96] G. Farkas, Q. van Voorst Vader, A. Poppe, and G. Bogнар, “Thermal investigation of high power optical devices by transient testing,” *IEEE Trans. Compon. Packag. Technol.* **28**(1), 45–50 (2005).
- [97] Q. Shan, Q. Dai, S. Chhajed, J. Cho, and E. F. Schubert, “Analysis of GaN light-emitting diodes and laser diodes,” *J. Appl. Phys.* **108**(8), 084504 (2010).
- [98] J. R. Lakowicz, *Principles of Fluorescence Spectroscopy* (Springer, Berlin, 2006).
- [99] M.-H. Kim, M. F. Schubert, Q. Dai, J. K. Kim, E. F. Schubert, J. Piprek, and Y. Park, “Origin of efficient droop in GaN-based light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.* **91**(18), 183507 (2007).
- [100] J. Manning, R. Olshansky, C. B. Su, and W. Powazinik, “Measurement of carrier and lattice heating in 1.3- μ m InGaAsP light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.* **43**(2), 134–136 (1983).
- [101] J. Shah, R. F. Leheny, R. E. Nahory, and H. Temkin, “Hot-carrier effects in 1.3- μ In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} light emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.* **39**(8), 618–620 (1981).
- [102] *Handbook Series of Semiconductor Parameters*, ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur (World Scientific, Singapore, 1996), Vol. 1.
- [103] T. Mukai, M. Yamada, and S. Nakamura, “Current and temperature dependences of electroluminescence of InGaN-based UV/blue/green light-emitting diode,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**(11B), L1358–L1361 (1998).
- [104] T. Egawa, H. Ishikawa, T. Jimbo, and M. Umeno, “Optical degradation of InGaN/AlGaN light-emitting diode on sapphire substrate grown by metalorganic chemical vapor deposition,” *Appl. Phys. Lett.* **69**(6), 830–833 (1996).

- [105] T. Yanagisawa, “Estimation of the degradation of InGaN/AlGaN blue light-emitting diodes,” *Microelectron. Reliab.* **37**(8), 1239–1241 (1997).
- [106] N. Narendran, Y. Gu, J. P. Freyssonier, H. Yu, and L. Deng, “Solid-state lighting: failure analysis of white LEDs,” *J. Cryst. Growth* **268**(3–4), 449–456 (2004).
- [107] Z. Gong, M. Gaevski, V. Adivarahan, W. Sun, M. Shatalov, and M. A. Khan, “Optical power degradation mechanisms in AlGaIn-based 280 nm deep ultraviolet light-emitting diodes on sapphire,” *Appl. Phys. Lett.* **88**(12), 121106 (2006).
- [108] T. Egawa, T. Jimbo, and M. Umeno, “Characteristics of InGaIn/AlGaIn light-emitting diodes on sapphire substrates,” *J. Appl. Phys.* **82**(11), 5816–5821 (1997).
- [109] M. Osinski, D. L. Barton, P. Perlin, and J. Lee, “Effects of high electrical stress on GaN/InGaIn/AlGaIn single-quantum-well light-emitting diodes,” *J. Cryst. Growth* **189/190**, 808–811 (1998).
- [110] O. Pursiainen, N. Linder, A. Jaeger, R. Oberschmid, and K. Streubel, “Identification of aging mechanisms in the optical and electrical characteristics of light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.* **79**(18), 2895–2897 (2001).
- [111] T. Yanagisawa and T. Kojima, “Degradation of InGaIn blue light-emitting diodes under continuous and low speed operations,” *Microelectron. Reliab.* **43**(6), 977–980 (2003).
- [112] M. Meneghini, S. Podda, A. Morelli, R. Pinuts, L. Trevisanello, G. Meneghesso, M. Vanzi, and E. Zanoni, “High brightness GaN LEDs degradation during dc and pulsed stress,” *Microelectron. Reliab.* **46**(9–11), 1720–1724 (2006).
- [113] M. Osinski, J. Zeller, P.-C. Chiu, B. S. Phillips, and D. L. Barton, “AlGaIn/InGaIn/GaN blue light emitting diodes degradation under pulsed current stress,” *Appl. Phys. Lett.* **69**(7), 898–900 (1996).
- [114] *Power Light Source Luxeon™ Star*. Technical Datasheet DS23. <http://www.lumileds.com/pdfs/ds23.pdf>

- [115] Lighting Research Center, “LED lifetime for general lighting,” ASSIST Recommends, **1**(1) (2005). <http://www.lrc.rpi.edu>
- [116] H. C. Casey, Jr., J. Muth, S. Krishnankutty, and J. M. Zavada, “Dominance of tunneling current and band filling in InGaN/AlGaN double heterostructure blue light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.* **68**(20), 2867–2869 (1996).
- [117] P. Perlin, M. Osinski, P. G. Eliseev, V. A. Smagley, J. Mu, M. Banas, and P. Sartori, “Low-temperature study of current and electroluminescence in InGaN/AlGaN/GaN double-heterostructure blue light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.* **69**(12), 1680–1682 (1996).
- [118] A. Y. Polyakov, N. B. Smirnov, A. V. Govorkov, J. Kim, B. Luo, R. Mehandru, F. Ren, K. P. Lee, S. J. Pearton, A. V. Osinsky, and P. E. Norris, “Enhanced tunneling in GaN/InGaN multi-quantum-well heterojunction diodes after short-term injection annealing,” *J. Appl. Phys.* **91**(8), 5203–5207 (2002).
- [119] F. Manyakhin, A. Kovalev, and A. E. Yunovich, “Aging mechanisms of InGaN/AlGaN/GaN light-emitting diodes operating at high current,” *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **3**, 53, 6 p. (1998).
- [120] M. Pavesi, M. Manfredi, G. Salviati, N. Armani, F. Rossi, G. Meneghesso, S. Levada, E. Zanoni, S. Du, and I. Eliashevich, “Optical evidence of an electrothermal degradation of InGaN-based light-emitting diodes, during electrical stress,” *Appl. Phys. Lett.* **84**(17), 3403–3405 (2004).
- [121] S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh, and T. Mukai, “Hole compensation mechanisms of p-type GaN,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**(5A), 1258–1266 (1992).
- [122] S. J. Pearton, J. W. Lee, and C. Yuan, “Minority-carrier-enhanced reactivation of hydrogen-passivated Mg in GaN,” *Appl. Phys. Lett.* **68**(19), 2690–2692 (1996).
- [123] M. Miyachi, T. Tanaka, Y. Kimura, and H. Ota, “The activation of Mg in GaN by annealing with minority-carrier injection,” *Appl. Phys. Lett.* **72**(9), 1101–1103 (1998).