Vilniaus Universitetas

Fizikos fakultetas

Puslaidininkių fizikos katedra

Lukas Šupienis

ŠVIESTUKŲ STRUKTŪRŲ PAGRINDU SUFORMUOTŲ SPINDULIUOČIŲ SENSORIŲ CHARAKTERISTIKŲ TYRIMAS

Pagrindinių studijų baigiamasis darbas

Moderniųjų technologijų fizikos ir vadybos
studijų programa

Studentas	Lukas Šupienis
Darbo vadovas	prof. Eugenijus Gaubas
Recenzentas	dr. Karolis Kazlauskas
Katedros vedėjas	prof. Gintautas Tamulaitis

Vilnius 2017

TURINYS

Įvadas 3
1 Spinduliuočių sensoriai 4
1.1 Spinduliuočių detektorių charakteristikos ir parametrai 4
1.1.1 Dujų pripildyti radiacijos detektoriai 4
1.1.2 Skysčio pripildyti radiacijos detektoriai 5
1.1.3 Kietojo kūno detektoriai 7
1.2 Šviestukų sandara ir galimybė aukštųjų energijų spinduliuočių detektavimui 8
1.2.1 Šviestukų sandara 8
1.2.2 Radiacijos defektai puslaidininkiuose 9
1.2.3 Šviestukų galimybės detektavimui 10
2 Tyrimo metodų pagrindimas 11
2.1 Barjerinės talpos matavimo metodas (BELIV) 11
2.2 Fotoliuminescencijos spektroskopijos metodas 13
3 Tyrimų įrenginiai 14
3.1 Impulsinio barjerinės talpos matavimo įrenginio sąranga 15
3.2 In situ ir ex situ liuminescencijos spektroskopijos sąranga 15
4 Tyrimo rezultatai ir jų aptarimas 17
4.1 Temperatūriniai barjerinės talpos kitimai 17
4.2 Sensorių trumpojo jungimo srovės ir atviros grandinės įtampos parametrai 17
4.3 Sensorių liuminescencijos spektrų kaita 18
4.4 Sensorių radiacinio atsparumo charakteristikos 20
Esminių rezultatų sąvadas ir išvados 22
Literatūros nuorodų sąrašas 23
Summary 25

ĮVADAS

Šiuolaikinėje elektronikos industrijoje puslaidininkių prietaisų gamybos procesai yra pakankamai išvystyti, o puslaidininkinės technologijos plačiai taikomos. Puslaidininkinių medžiagų pagrindu gaminami įvairios paskirties diodai, bipoliai tranzistoriai, lauko tranzistoriai, saulės elementai ir kiti elektroniniai komponentai bei prietaisai. Nepaisant to, nepaliaujamai ieškoma kaip patobulinti jau esamus puslaidininkinius įrenginius, jų gamybos procesą ar atrasti naujus puslaidininkinių technologijų taikymus.

Šiame darbe ištirtos šviesos diodų pritaikymo jonizuojančios spinduliuotės detektavimui galimybės. Šviestukų pagrindu sukurti radiacijos detektoriai leistų santykinai pigiai pagaminti spinduliuočių sensorius [1-3]. Galio nitrido šviestukų pagrindu pagaminti detektoriai gali veikti kaip dvigubo atsako sensoriai, generuojantys tiek elektrinius, tiek optinius signalus [4]. Kadangi tokie sensoriai yra kompaktiški, atsparūs atmosferos sąlygoms ir nejautrūs saulės spektro spinduliuotei, juos galima pritaikyti aukštųjų energijų spinduliuočių detektavimui kosmoso aplinkoje, robotikai, skirtai likviduoti radioaktyvias atliekas arba branduolinio kuro atliekų saugyklų monitoringui bei medicinos diagnostikoje bei terapijoje.

Šio darbo tikslas buvo ištirti komercinių GaN bei AlGaInP šviestukų elektrines ir optines charakteristikas ir jų kaitą apšvitinus protonais, įvertinti šviestukų sandūros barjerinės talpos charakteristikas, esant užtvarinės krypties įtampai pritaikant BELIV (*barrier evaluation using linearly increasing voltage*) metodą [5-8] ir ištirti protonais sužadintos liuminescencijos spektro charakteristikas, ištirti sensorių trumpojo jungimo srovės ir atviros grandinės įtampos parametrus bei įvertinti atsparumo radiacijos poveikiui parametrus.

Darbo aprašas susideda iš įvado, keturių skyrių ir pagrindinių darbo rezultatų sąvado bei išvadų darbo pabaigoje. Pirmame skyriuje yra apžvelgti plačiausiai naudojami spinduliuočių sensoriai ir detektoriai, šviestukų sandara ir perspektyvos aukštųjų energijų spinduliuotės detektavimui. Antrame skyriuje aprašyti BELIV ir fotoliuminescencinės spektroskopijos metodai. Trečiame skyriuje yra aprašyta darbe naudotos tyrimų sąranga bei prietaisai. Ketvirtame skyriuje yra pateikti ir aptarti tyrimų rezultatai. Pabaigoje suformuluoti pagrindiniai rezultatai ir išvados.

I. SPINDULIUOČIŲ SENSORIAI

I.1 Spinduliuočių detektorių charakteristikos ir parametrai

Radiacijos detektoriai skirstomi pagal funkcinę detektoriaus dalį sudarančią medžiagą į šias grupes: dujiniai detektoriai, skysčio pripildyti detektoriai ir kietakūniai detektoriai.

I.1.1 Dujiniai spinduliuočių sensoriai

Dujų molekulės yra jonizuojamos, kai pro jas besiskverbiančios jonizuojančiosios spinduliuotės energija yra didesnė nei dujų jonizacinis potencialas. Sukūrus išorinį elektrinį lauką jonizacijos metu sukurtus krūvininkus galima priversti judėti elektriniame lauke elektrodų link priešingomis kryptimis. Tokiu būdu sukuriami elektriniai impulsai, kurie gali būti užregistruoti elektrinių signalų matavimo įrenginiu. Šiuo principu yra pagrįstas dujinių detektorių veikimas. Įprastas dujų pripildytas detektorius yra sudarytas iš dujų talpyklos ir teigiamo bei neigiamo poliarumo elektrodų. Tarp elektrodų sukuriamas didelis potencialų skirtumas, – įprastai keičiamas nuo šimto iki kelių tūkstančių voltų, priklausomai nuo įrenginio architektūros ir veikimo principo. Jonizacijos metu sukurtų krūvininkų porų judėjimas link elektrodų sukuria srovę išorinėje grandinėje. Matuojamas signalas gali būti krūvio, srovės arba įtampos kitimai elektroduose. Sukalibravus įrenginį galima matuoti jonizuojančiosios spinduliuotės energiją arba intensyvumą.

Akivaizdu, kad tokia sistema veiks efektyviai, jei bus didelis spinduliuote sugeneruotų ir elektroduose surinktų krūvininkų skaičius. Jeigu jonizacijos metu sistemoje sugeneruojama daug krūvininkų, bet didelė dalis nepasiekia elektrodų ir spėja rekombinuoti, sistema neveiks efektyviai dėl menko krūvio surinkimo efektyvumo. Siekiant gauti didžiausią detektoriaus efektyvumą svarbu parinkti tinkamas dujas, detektoriaus geometriją ir potencialų skirtumą tarp elektrodų [9].

I.1.1.1 Jonizacinė dujų kamera

Jonizacinė dujų kamera yra pirmasis, vienas iš paprasčiausių ir populiariausių radiacijos detektorių. Tokio tipo detektorius susideda iš trijų komponentų: katodo, anodo ir dujų talpyklos. Elektrodai paprastai yra išdėstyti lygiagrečiai arba cilindriškai. Toks detektorius pasižymi šiais privalumais: gaunama pakankamai nedidelė priklausomybė nuo įtampos tarp elektrodų, sukuriama srovė yra tiesiogiai proporcinga dujų sugeriamos jonizuojančiosios spinduliuotės energijai ir mažas jautrumas kamerą užpildančių dujų kokybei. Jonizacinės dujų kameros esminis trūkumas,- gaunamas silpnas srovės signalas [9].

Jonizacinės dujų kameros esti keletos tipų. Lygiagrečių plokštelių kameroje su Frišo tinkleliu nėra problemų, būdingų elementarioms jonizacinėms dujų kameroms, kai detektuojamo impulso amplitudė priklauso nuo vietos, kurioje įvyko jonizacija – arčiau elektrodo sukurti krūvininkai sukuria mažesnį impulsą. Jonizacine kamera su boro sienelėmis galima detektuoti neutronus. Čia, tarp neutronų pluoštelyje ir sienelėse esančių boro B^{10} atomų vykstančios reakcijos metu išsiskiria alfa dalelės, kurios ir jonizuoja dujas. Tokiu būdu susidariusius krūvininkus galima detektuoti kaip ir įprastoje jonizacinėje dujų kameroje. Kompensuojančios jonizacinės dujų kameros konstrukcijoje eliminuojamas detektoriaus su boro sienelėmis trūkumas, kai neutronų reakcijos metu sukuriamų krūvininkų ir kitos spinduliuotės krūvininkų impulsų praktiškai neįmanoma atskirti. Matavimo metu gaunama tiek dėl neutronų reakcijų, tiek dėl tiesioginės dujų jonizacijos sukuriamų krūvininkų impulsų suma. Kompensuojančioje kameroje galima redukuoti pašalinės jonizuojančios spinduliuotės sandą ir gauti neutronų sukuriamo signalo dydį.

I.1.1.2 Proporcinis skaičiuoklis

Proporcinis skaičiuoklis yra specialus cilindrinės jonizacinės dujų kameros detektoriaus tipas. Tokio detektoriaus veikimo principas pagrįstas griūtine jonizacija, todėl turi didesnį jautrumą nei jonizacinės dujų kameros. Griūtinei jonizacijai sukurti pasitelkiamas didesnis potencialų skirtumas tarp elektrodų nei įprastoje jonizacinėje dujų kameroje. Padidinus tokiame režime dirbančio detektoriaus įtampą tarp elektrodų gaunamas proporcingai didesnis kiekis sukurtų krūvininkų. Įprastai proporcinio skaičiuoklio daugikliai būna tarp 10^3 ir 10^4 [9].

I.1.1.3 Geigerio-Miulerio skaičiuoklis

Šio tipo detektoriuoje tarp elektrodų yra naudojama dar didesnė įtampa nei proporciniame skaičiuoklyje. Vyksta itin stiprus griūtinis pramušimas, ir galima detektuoti pavienes jonizuojančias daleles. Kiekviena iš jų sukelia stiprią griūtinę jonizaciją, kurios metu išspinduliuojami ultravioletinės šviesos fotonai, kurie toliau didina griūtinę jonizaciją. Tokios stiprios griūtinės jonizacijos signalus paprasta detektuoti. Vienas iš Geigerio-Miulerio skaičiuoklio trūkumų yra tas, kad nuo jonizuojančios spinduliuotės energijos beveik nepriklauso matuojami elektrinių impulsų parametrai, todėl sudėtinga užfiksuoti, kokios energijos dalelės matuojamos [9].

I.1.2 Skysčio pripildyti radiacijos detektoriai

Jonizacijos reiškinys gali vykti skystyje labai panašiai kaip ir dujose. Tačiau dėl didesnio medžiagos tankio tiek rekombinacijos tikimybė, tiek tikimybė jonizuoti medžiagos molekulės, yra didesnės. Taip pat paprastai skysčių jonizacijos energija yra žemesnė nei dujų (>30 eV), ir

tai nulemia didesnį sukuriamų krūvininkų porų skaičių per sugertą jonizuojančios spinduliuotės energijos vienetą [9]. Krūvininkai skystyje elgiasi panašiau kaip kietame kūne. Skysčio pripildytiems radiacijos detektoriams naudojamos suskystintos inertinės dujos. Dėl dielektrinės terpės inertinių dujų elementų skystis tinka transportuoti krūvininkus. Tokios terpės pasižymi pakankamai ilga rekombinacijos trukme, kuri sudaro kelis šimtus pikosekundžių. Skystas argonas naudojamas didelio ploto detektoriuose aukštos energijos fizikos reiškiniams tirti. Skystas ksenonas naudojamas scintiliaciniams jonizuojančios spinduliuotės detektorimas formuoti.

Skystinio aukštųjų energijų spinduliuočių detektoriaus atsakui turi įtakos kameros užpildo skysčio grynumas. Dėl priemaišų gali vykti parazitiniai krūvininkų sugavimo reiškiniai: priemaišinė molekulė gali sugauti elektroną ir likti sužadintoje būsenoje (tokia reakcija pasižymi deguonies molekulės) arba sugavus iškart išspinduliuoti atgal (tokia reakcija pasižymi anglies dioksido molekulės). Abu šie reiškiniai gali lemti netiesiškumus detektoriaus atsake [9].

I.1.2.1 Jonizacinė skysčio kamera

Jonizacinės skysčio kameros, taip pat kaip ir jonizacinės dujų kameros, yra paprasčiausios ir plačiausiai naudojamos. Dauguma tokio tipo detektorių yra pripildoma suskystintų inertinių dujų, pavyzdžiui, skysto argono. Toks detektorius pasižymi šiais privalumais, – detektorius yra mažai jautrus skysčio degradacijai, detektoriaus signalas yra proporcingas sugeriamos spinduliuotės energijai, gaunamas platus dinaminis diapazonas – esant vidutiniam ar dideliam dalelių srautui gali būti užregistruotas ir išskirtas platus dinaminis energijų diapazonas [9].

I.1.2.2 Skysčio pripildytas proporcinis skaičiuoklis

Skysčio pripildytų proporcinių skaičiuoklių konstrukcija yra analogiška dujiniams proporciniams skaičiuokliams. Tačiau skystiniame proporciniame skaičiuoklyje yra sunkiau tiek sukurti, tiek išlaikyti krūvininkų dauginimosi procesus. Tai nulemia didesnė krūvininkų rekombinacijos tikimybė skystyje bei gerokai didesnis jautrumas priemaišoms, lyginant su dujiniais proporciniais skaičiuokliais [9].

I.1.2.3 Čerenkovo detektorius

Čerenkovo detektoriaus veikimas yra paremtas reliatyvistiniais greičiais medžiagoje judančių dalelių radiacijos reiškiniu ir naudojamas dalelių aptikimui. Čerenkovo radiacijos reiškinys pasireiškia, kai elektringoji dalelė tam tikroje medžiagoje juda greičiau, nei tos medžiagos šviesos greitis. Ši spinduliuotė yra daugiausiai sudaryta iš fotonų, kurių bangos ilgis yra regimojoje elektromagnetinio spektro dalyje. Čerenkovo reiškinyje spinduliuotė sklinda

kūgiu, kurio ašis sutampa su dalelės judėjimo kryptimi, o kūgio kampo kosinusas yra atvirkščiai proporcingas dalelės greičiui. Kūgio sudaromasis kampas taip pat proporcingas judančios dalelės energijai. Slenkstinis dalelės greitis, kai pasireiškia Čerenkovo efektas, įvertinamas padalinus šviesos greitį iš medžiagos lūžio rodiklio. Pastarosios savybės yra naudingos detektuojamų dalelių išskyrimui iš foninės spinduliuotės ir dalelės energijos įvertinimui. Skysčio pripildytas Čerenkovo detektorius susideda iš skysčio kameros, kurioje juda arba spinduliuotės dalelės arba antrinės, dėl spinduliuotės sąveikos sukurtos, dalelės [9].

I.1.2.4 Burbuliukų kamera

Burbuliukų kamera yra vienas iš anksčiausiai pagamintų ir plačiausiai taikomų jonizuojančios spinduliuotės vaizdinimo detektorių. Šis detektorius buvo sukurtas užfiksuoti aukštos energijos dalelių susidūrimus. Burbuliukų kameros veikimo principas yra paremtas smulkių skysčio garų burbuliukų susidarymu detektuojamos dalelės kelyje. Burbuliukų kamera yra sukonstruota taip, kad skysčio slėgį būtų galima greitai keisti. Taip pat sudaromi išoriniai elektrinis bei magnetinis laukai, kad būtų galima išskirti elektringų dalelių krūvio poliarumą bei judėjimo kryptis. Kai tikimasi detektuoti daleles, kameroje sumažinamas slėgis, kad skysčio virimo temperatūra sumažėtų ir jis taptų perkaitintas. Burbuliukų kamera apšviečiama ryškia šviesa, ir dalelių judėjimo trekai fiksuojami aukštos raiškos vaizdo kamera [9].

I.1.3 Kietakūniai detektoriai

Dujų ar skysčio pripildyti detektoriai, be abejonės, yra naudingi, tačiau dėl keleto priežasčių jų panaudojimas yra ribotas. Dujose jonizuojančios spinduliuotės generuojamų elektronų-jonų porų skaičius yra gana mažas, ir jonizacinės dujų kameros netinka aukštos skyros sistemoms, kuriomis būtų galima tirti žemo intensyvumo spinduliuotes. Tai nulemia maža atomų koncentracija dujų tūrio vienete. Kadangi skysčiuose ir kietuosiuose kūnuose atomų koncentracija yra didesnė, galima būtų manyti, jog krūvininkų turėtų būti sukuriama daugiau. Tačiau atomų tankis tūrio vienete nėra vienintelis dydis, lemiantis krūvininkų generaciją. Detektoriaus signalą keičia ir rekombinacijos trukmė, priemaišos, ir krūvininkų transporto charakteristikos. Atrasta, kad viena kietųjų kūnų rūšis pasižymi puikiomis krūvininkų generacijos savybėmis – tai yra puslaidininkiai.

Tačiau, priešingai nei dujų ar skysčio jonizuojančios spinduliuotės detektoriai, dauguma puslaidininkinių detektorių yra labiau pažeidžiami radiacijos defektams. Šį pažeidžiamumą lemia tai, kad puslaidininkiai, priešingai nei dujos ar skysčiai, turi kristalinę gardelę, kurią jonizuojanti spinduliuotė gali pažeisti, sukurdama radiacinius defektus. Geru atsparumu radiacijai pasižymi plačią draustinių energijų juostą turintys puslaidininkiai: galio arsenidas,

galio nitridas, deimantas. Todėl šios medžiagos turi geras perspektyvas panaudojimui radiacijos detektoriuose [9].

I.1.3.1 Puslaidininkiniai detektoriai

Viena iš kietakūniu spinduliuočių detektorių konstrukcijų būtų PIN diodas. PIN diodas – tai yra diodas su tarp p-n sandūros įterptu didžiavaržio puslaidininkio sluoksniu, turintis plačią nuskurdintąją sritį. Toks diodas gali veikti visiško nuskurdinimo režime prie gana žemų įtampų, o plati nuskurdinta sritis yra būtina antrinių elektronų-skylių porų kūrimui, siekiant gauti registruojamus elektrinius signalus.

Šotkio diodas sudarytas iš metalo ir puslaidininkio sandūros. Labai plonas metalo sluoksnis yra skaidrus didelės energijos dalelėms. Toks diodas gali būti naudojamas aukštųjų energijų fotonų detektavimui, tinka aukštiems dažniems ir trumpiems impulsams registruoti.

Heterosandūrinis diodas yra sudarytas iš skirtingų medžiagų sandūros, ir pagrindinai naudojamas fotonų detektavimui.

Griūtinio pramušimo fotodiodai gerai detektuoja žemo intensyvumo radiaciją, gali būti pasitelkti aptikti net atskirus fotonus. Tačiau griūtiniai fotodiodai turi menką skiriamąją gebą dalelių energijų išskleidimui.

Paviršinio barjero detektorius – tai yra metalo-puslaidininkio struktūra. Plati nuskurdintoji sritis gaunama prijungus įtampą užtvarine kryptimi. Šie detektoriai pasižymi geru stabilumu ir gana aukšta energijų skiriamąja geba [9].

I.2 Šviestukų sandara ir galimybė aukštųjų energijų spinduliuočių detektavimui

I.2.1 Šviestukų sandara

Šviestukai, dar žinomi kaip šviesos diodai arba LED (angl. *light emitting diode*), yra sudaryti iš puslaidininkinės p-n sandūros, kuri, esant tam tikrai tiesioginės krypties įtampai, skleidžia infraraudonąją, regimosios šviesos ar ultravioletinę spinduliuotę – šis reiškinys vadinamas elektroliuminescencija. Įtampą prijungus tiesiogine kryptimi šalutiniai krūvininkai yra injektuojami iš abiejų sandūros pusių. Tada prie abiejų sandūros pusių susidaro krūvininkų perteklius ($pn > n^2$) ir vyksta intensyvi krūvininkų spindulinė rekombinacija.

Šviesos diodai gali būti pagaminti iš įvairių puslaidininkinių medžiagų, kurios pasižymi skirtingomis charakteristikomis. Aliuminio-galio arsenido (AlGaAs) pagrindu pagamintų šviestukų skleidžiama spinduliuotė yra tarp infraraudonosios ir raudonos regimosios šviesos,

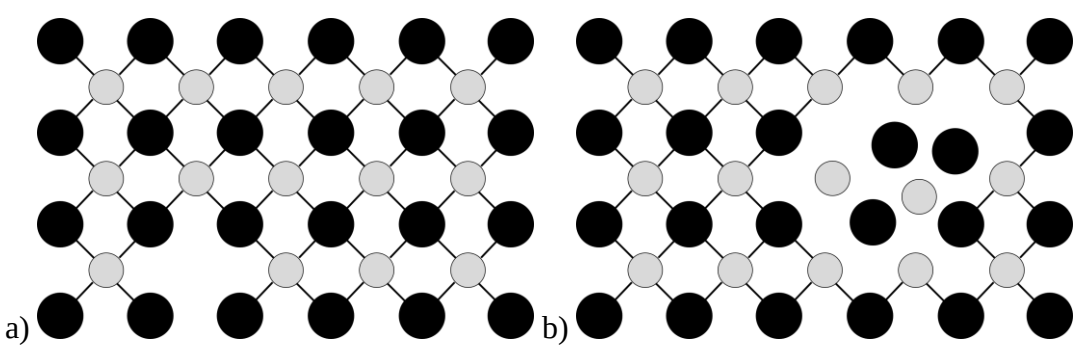
pasiekiant 650 nm bangos ilgius. AlGaAs pagrindas suteikia geras heterosandūrų auginimo sąlygas, o gardelė gerai suderinama su GaAs padėklu. Indžio-aliuminio-galio fosfato (InAlGaP) pagrindu gaminami šviestukai skleidžia regimos šviesos spinduliuotę, žalios – raudonos šviesos intervale. Indžio-galio nitrido (InGaN) pagrindu sukurti šviestukai skleidžia regimą šviesą nuo žalios – violetinės šviesos diapazone. Šio tipo puslaidininkinis darinys gali būti auginamas ant safyro, silicio karbido ir galio nitrido padėklų. Tačiau pastarųjų dviejų medžiagų kainos yra aukštos. Todėl įprastai taikomas galio nitrido kristalų auginimas ant safyro padėklo. Taip pat naudojami galio arsenido fosfato (GaAsP) pagrindu pagaminti šviestukai, kurių skleidžiama regimoji spinduliuotė yra panašiame intervale kaip ir InAlGaP šviestukų [11].

Siekiant išgauti didesnį šviestukų efektyvumą dažnai naudojamos heterosandūros su kvantiniais intarpais (nano-šuliniais) spindulinei rekombinacijai efektyvinti. Šiuo atveju abiejų tipų pertekliniai, elektriškai injektuoti krūvininkai rekombinuoja kvantiniuose centruose, pralėkdami siauras n- ir p- laidumo sritis. Lokalizuojant rekombinacijos sritį, spindulinės rekombinacijos gyvavimo trukmė sutrumpėja ir procesas vyksta efektyviau [11].

I.2.2 Radiaciniai defektai puslaidininkiuose

Siekiant pagaminti atsparius radiacijos poveikiui puslaidininkinius detektorius svarbu žinoti, kokie defektai susidaro puslaidininkyje dėl spinduliuotės poveikio. Puslaidininkiuose jonizuojanti spinduliuotė gali sukurti dviejų rūšių defektus: taškinius ir išplitusius gardelės defektus.

Gardelės struktūriniai defektai pasireiškia tuo, jog jonizuojanti spinduliuotė išmuša atomus iš jų pozicijų gardelėje, ir tuo būdu sudaro vakansijas ir įterptinius atomus, Frenkelio poras. Su gardele susidūrusi apšvitos dalelė ar fotonas turintis apie 25 eV energiją gali išmušti atomą iš gardelės, taip sudarydamas taškinį defektą. Dėl didelio lokalaus defektų tankio arba dėl defektų sąveikų gali susidaryti defektų klasteriai. Pavyzdžiui, 1 MeV neutronas perduoda apie 60 – 70 keV energijos vienam silicio atomui, kuris toliau išmuša apie 1000 papildomų atomų gardelėje apie 100 nm srityje. Šie defektai keičia kristalo elektrines savybes [10,13].



1.1 pav. Radiaciniai gardelės struktūros defektai: a) taškinis defektas, b) klasterinis defektas

Dėl sukurtų papildomų energijos lygmenų draustinėje juostoje, krūvininkai gali būti pagauti arba emituoti iš defektų lygmenų, sukeldami menką krūvio surinkimo efektyvumą ir dideles detektoriaus nuotėkio sroves, atitinkamai. Taip defektai nuskurdintoje srityje lemia generacinės srovės susidarymą t.y. padidėjusią srovę užtvarine kryptimi. Gardelės struktūros defektai tai pat keičia efektyvias legiravimo charakteristikas, tuo būdu keisdami barjerinę talpą bei barjero aukštį.

MOSFET dariniuose radiaciniai defektai pasireiškia tuo, jog dėl izoliatoriuje, pavyzdžiui, SiO_2, sugeriamos jonizuojančios spinduliuotės energijos išlaisvinami krūvininkai, kurie difuzijos būdu sukuria trumpo jungimo sroves. Dėl to susidaro nepageidaujamos krūvio sankaupos ir atsiranda parazitiniai elektriniai laukai. Bipolinio diodo pagrindu pagamintuose detektoriuose krūvininkai nesikaupia, o priverčiami dreifuoti elektriniame lauke arba rekombinuoja.

I.2.3 Šviestukų galimybės jonizuojančių spindulioučių detektavimui

Kaip ir kiti anksčiau aptarti puslaidininkiniai įrenginiai, šviesos diodai taip pat gali būti pritaikomi jonizuojančios spinduliuotės detektavimui. Šviestukų pagrindu galima santykinai pigiai pagaminti ir suformuoti sensorius, kurie būtų nejautrūs saulės spinduliuotei. Taip pat galio nitrido šviestukų pagrindu pagaminti detektoriai gali veikti kaip dvigubo atsako sensoriai, sukuriantys ir elektrinius, ir optinius signalus. Lyginant su dujų ar skysčio detektoriais, tokie detektoriai būtų atsparūs atmosferos sąlygoms ir kompaktiški.

Šviestukai gali būti naudojami jonizuojančios spinduliuotės detektavimui keliais skirtingais būdais. Kaip ir kituose diodo pagrindu sukurtuose radiacijos detektoriuose, dėl antrinių krūvininkų generacijos užtvarine kryptimi atsiranda trumpo jungimo (dreifinė) srovė priklausanti nuo spinduliuotės srauto bei įtėkio. Tačiau skirtingai nuo įprastų diodo pagrindu pagamintų detektorių, šviestukai dar pasižymi jonizuojančios spinduliuotės sužadintu liuminescencijos spektru, kurio savybės irgi priklauso nuo įtėkio. Pastarieji du būdai yra tinkami šviestuko naudojimui kaip dozimetrui. Dozimetrai, veikiantys generacinės srovės priklausomybės nuo įtėkio principu įvairios konstrukcijos dioduose, yra siūlomi komerciškai. Iš kitos pusės, dėl itin siaurų krūvininkų dreifo ir rekombinacijos sričių šviestukuose, skvarbioji aukštųjų energijų spinduliuotė menkiau pažeidžia medžiagą. Švitinant šviestuką jonizuojančia spinduliuote taip pat gaunama trumpojo jungimo srovė, kuri tiesiškai priklauso nuo spinduliuotės srauto tankio [13].

II. TYRIMO METODŲ PAGRINDIMAS

II.1 Barjerinės talpos matavimo metodas (BELIV)

BELIV matavimo metodas gali būti naudojamas arba barjerinei talpai matuoti valdant pagrindinius krūvininkus, kai įtampa prijungiama užtvarine kryptimi, arba difuzinei talpai matuoti valdant šalutinius krūvininkus, kai įtampa prijungiama tiesiogine kryptimi. Kai prie diodo užtvarine kryptimi prijungiamas tiesiškai didėjančios įtampos $Up(t)=At$ impulsų generatorius, galima išmatuoti diodo barjerinę talpą C_b, Čia $A=U_P/\tau_{PL}$ yra įtampos augimo sparta impulse, kur U_p yra impulso amplitudė o τ_{PL} – trukmė. Barjerinės talpos $C_b(t)$ priklausomybė nuo įtampos $U_p(t)$ ir kartu nuo laiko t gali būti aprašoma pasinaudojus apytiksle nuskurdintos srities sąlyga [16], kad nuskurdinimo riba yra fiksuota, o medžiaga neturi krūvininkų gaudyklių. Nuskurdinimo fiksuotos ribos susidarymas yra nusakomas Maksvelo trukme, kai riboje w kiekvieno laiko momentu t susidaro krūvininkų difuzijos ir dreifo srautų balansas. Toks režimas realizuojamas, kai tiesiškai augančios įtampos impulso trukmė yra ženkliai ilgesnė už Maksvelo trukmes registruojamame srovės signale. Tada p+-n diodui gaunama barjerinės talpos išraiška $C_b=C_{b0}(1+U/U_{bi})^{-1/2}$. Čia C_{b0} yra diodo talpa be prijungtos įtampos, išreiškiama $C_{b0}=\varepsilon\varepsilon_0 S/w_0=(\varepsilon\varepsilon_0 S^2 eN_D/2U_{bi})^{1/2}$, kur S yra diodo sandūros plotas, ε_0 – vakuumo dielektrinė skvarba, ε – medžiagos dielektrinė skvarba, e – elementarus krūvis, U_{bi} – vidinis potencialo barjeras, w_0 – diodo, be prijungtos įtampos, nuskurdintos srities plotis. Pasirenkama tokia impulso trukmė, kad ji būtų gerokai didesnė nei dielektrinės relaksacijos trukmė τ_{Mdb} (kol nusistovi nuskurdintosios srities ribos), t. y. $\tau_{PL}>>\tau_{Mdb}$ [5]. Krūvio $q=C_bU$ kitimas užtvarine kryptimi įjungtoje sandūroje nulemia srovę išorinėje grandinėje, aprašomą formule:

$$i_C(t)=\frac{dq}{dt}=\frac{\partial U}{\partial t}\left(C_b+U\frac{\partial C_b}{\partial U}\right)=AC_{b0}\frac{1+\frac{At}{2U_{bi}}}{\left(1+\frac{At}{U_{bi}}\right)^{\frac{3}{2}}}. \qquad (2.1)$$

Pradinėje kinetikos dalyje (laiko momentu t=0) stebimas barjero talpos įelektrinimo procesas, kurį lemia slinkties srovės. Kinetikoje stebima pradinė smailė, kurios aukštis išreiškiamas AC_{b0}. Po barjero talpos įelektrinimo proceso pasireiškia krūvio ištraukimas (ekstrakcija). Tiesiškai didėjant įtampai nuskurdinimo sritis plečiasi, ir srovė tekanti grandine mažėja. Išmatavus BELIV kinetikoje pradinės smailės „aukštį“ galima įvertinti sandūros barjerinę talpą C_{b0}, pradinį nuskurdinimą w_0, barjero aukštį U_{bi}, bei legirantų koncentraciją N_D.

Realiu atveju pradiniu laiko momentu barjerinės talpos kinetikos smailė yra pasislinkusi LIV impulso pradžios atžvilgiu, o jos amplitudė yra sumažėjusi. Taip yra dėl Maksvelo relaksacijos procesų neutralioje srityje, krūvininkų dreifo pereinamojoje srityje ir krūvininkų pagavimo bei rekombinacijos procesų. Taip pat svarbu atsižvelgti ir į išorinės grandinės parazitines talpas bei esamus tiesinio generatoriaus netiesiškumus pradiniu laiko momentu, kurie sąlygoja procesus, neaprašomus šiuo modeliu. Taip kinetikoje pasireiškia RC grandinės užlaikymas su charakteringa trukme τ_{RC}, o reali barjerinės talpos kitimo nulemta srovės kinetika aprašoma pasinaudojus sąsūkos integralu:

$$i_{CM}(t) = \frac{1}{\tau_{RC}} \int_0^t i_C(x)\, exp\left(-\frac{(t-x)}{\tau_{RC}}\right) dx. \tag{2.2}$$

Įskaitant generacinę ir difuzinę sroves (p^+, n^+ sluoksniuose ir neutralioje n srityje), srovės kinetika, esant užtvarinei įtampai, išreiškiama kaip suma srovės sandų:

$$i_{R\Sigma}(t) = i_C(t) + i_{diff}(t) + i_g(t) = AC_{b0} \frac{1+\frac{At}{2U_{bi}}}{\left(1+\frac{At}{U_{bi}}\right)^{\frac{3}{2}}} + i_{diff\infty}\left(1 - e^{-\frac{eAt}{k_BT}}\right) + \frac{en_i S w_0}{\tau_g}\left(1+\frac{At}{U_{bi}}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{2.3}$$

BELIV metodika yra tinkama nagrinėti talpos kitimo procesus ir tiesioginės krypties diodo jungimui. Šiuo atveju pradiniais kinetikos kitimo laiko momentais vyrauja barjerinė diodo talpa, ir, augant tiesioginio jungimo įtampai mažų jos verčių intervale, talpa ir jos įelektrinimo srovė BELIV kinetikoje auga. Injektuoti krūvininkai n-laidumo bazėje (ir p^+ srityje), iki rekombinacinio arba difuzinio išnykimo, sudaro krūvį, kuris nulemia diferencinę difuzinę diodo talpą. Didėjant injekcijai pastaroji talpa ir ima vyrauti. Dėl to eksponentiškai ima augti tiesioginio jungimo BELIV srovė. Tiesioginio jungimo BELIV kinetikų analizėje neišvengiamai reikia įvertinti tiesioginės srovės sukeltą LIV įtampos persiskirstymą tarp apkrovos rezistoriaus (R_L), diodo sandūros ir bazės tūrio. Įskaitant barjerinės (C_b) ir difuzinės (C_{dif}) talpos įelektrinimo sroves bei srovės sandus gretimuose sandūrai diodo sluoksniuose, BELIV signalas tiesioginio jungimo atveju aprašomas taip:

$$i_{\Sigma F}(t) = i_{CF}(t) + i_{Cdiff}(t) + i_R(t) + i_{diffF}(t) =$$
$$\frac{\partial U_F(t)}{\partial t}[C_{b0}\frac{(1-\frac{U_F(t)}{2U_{bi}})}{(1-\frac{U_F(t)}{U_{bi}})^{3/2}} + C_{diff0}[\{[1+\frac{eU_F(t)}{k_BT}]e^{\frac{eU_F(t)}{k_BT}} - 1\} + \frac{en_i w_0}{2\tau_R}(1+\frac{U_F(t)}{U_{bi}})^{1/2}] + i_{diff,n^+,\infty}(e^{eU_F(t)/k_BT}) \tag{2.4}$$

Čia $C_{diff0} = (e^2 S/k_B T)[\{n_i^2 L_n/N_A th(d_p +/L_n)\} + \{n_i^2 L_p/N_D th(d_n/L_p)\}]$ yra išreikštas, pagal [13], per krūvininkų difuzijos ilgius, nulemtus krūvininkų rekombinacijos trukmės. Taigi, difuzinės talpos nulemtos BELIV srovės sando kitimai leidžia kontroliuoti ir rekombinacinių procesų parametrų kaitą diode.

Didėjant jonizuojančios spinduliuotės įtėkiui prie įtampos neprijungto diodo barjerinė talpa C_{b0} mažėja dėl nuskurdintos srities plitimo, t. y. dėl n_0 mažėjimo, didėja w_0. Radiacijos sukuriami defektai sumažina efektyvųjį legiravimo lygį N_{Def} sukurdami kompensacinius centrus. Padidėjus elektronų gaudyklių tankiui dėl jonizuojančios spinduliuotės įtėkio padidėja išlaisvintų krūvininkų skaičius, generacinė srovė ir sumažėja U_{bi}.

Optinio žadinimo metu, tiek pagrindiniai, tiek šalutiniai krūvininkai lemia signalo amplitudę. Dėl šviesos spinduliuotės atsiradę krūvininkai lemia nuskurdintos srities pločio kitimą, priklausantį nuo krūvininkų dreifo greičio ir koncentracijos [13]. Dėl to pastebimos sudėtingesnės signalo formos. Aukšto legiravimo lygio diodų sandūrose sunku pasiekti pilną nuskurdinimą. Kitą vertus reikalingi ilgi sužadinimo pulsai (>1 ms) ir žema įtampa užtvarine kryptimi, kad būtų galima nepaisyti krūvininkų dreifo komponentės [5,11].

II.2 Liuminescencijos spektroskopijos metodas

GaN puslaidininkių tyrimuose yra plačiausiai taikomi fotoliuminescenciniai ir katodoliuminsecenciniai (elektroliuminescenciniai) eksperimentiniai metodai. Defektai galio nitrido šviestukų medžiagose buvo tiriami analizuojant nuostoviosios fotoliuminesecencijos ir laike išskleistosios (angl. *time-resolved*) fotoliuminescencijos ir protonais sužadintosios liuminescencijos spektrus.

Matuojant fotoliuminescencijos kinetikas, medžiaga sužadinama lazerio impulsu, ir registruojama spektre išskleistos liuminescencijos spinduliuotės pasirinkto bangos ilgio intensyvumo kitimo kinetika. GaN fotoliuminescencijos intensyvumo kitimas laike dažniausiai būna neeksponentinis. Neeksponentinį kitimą lemia donorų-akceptorių porų (DAP) rekombinacija. Kai elektronas esantis donoriniame lygmenyje spinduliniu būdu rekombinuoja su skyle, esančia akceptoriniame lygmenyje, spindulinės rekombinacijos santykinis intensyvumas W nebėra nuostovus, bet priklauso eksponentiškai nuo erdvinio atstumo R tarp donoro ir akceptoriaus [14]

$$W(R) = W_{max} \exp\left(-\frac{2R}{a_D}\right). \quad (2.5)$$

Čia W_{max} yra rekombinacijos tikimybė riboje kai $R \to 0$, a_D – Boro radiusas silpnai surištoms dalelėms (elektronams donoriniame lygmenyje). Krūvininkų sužadintame lygmenyje gyvavimo trukmė $\tau = W^{-1}$ ilgėja, didėjant atstumui tarp porų. Taigi PL kinetika priklauso nuo porų erdvinio pasiskirstymo. PL intensyvumo kitimas laike yra susijęs su atsitiktiniu DAP skirstiniu ir išreiškiamas [14] taip:

$$I(t) = N \exp\{4\pi N \int_0^\infty [e^{-W(R)t} - 1] R^2 dR\} \times \int_0^\infty W(R)\, e^{-W(R)t} R^2 dR. \quad (2.6)$$

Čia N – DAP koncentracija medžiagoje. (2.5) ir (2.6) lygtys ir nusako neeksponentinį rekombinacijos charakteristikos kitimą laike. Dėl skylių perėjimo iš akceptorinio lygmens į valentinę juostą, PL gyvavimo trukmę galima išreikšti šitaip [14]:

$$\tau_{PL}^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_q^{-1} = C_n n_0 + K \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right). \quad (2.7)$$

Čia E_A yra jonizacijos energija akceptoriams, τ_q – charakteringas laikas per kurį skylė pereina į valentinę juostą, K – koeficientas priklausantis nuo akceptoriaus skylės pagavimo skerspjūvio.

Nuostoviosios fotoliuminescencijos spektroskopija dažnai naudojama GaN medžiagų kokybei įvertinti. Įprastai šiuo būdu liuminescencijos spektrai registruojami apšvietus GaN kristalą He-Cd lazeriu (325 nm) iki maždaug 60 mW optine galia. Laikinės skyros liuminescencijos spektroskopijoje matuojama fotonų energijos vertės priklausomybė nuo laiko praėjusio po puslaidininkį žadinančio impulso. Fotoliuminescencijos žadinimo spektras tam tikrai juostai gaunamas šviečiant į puslaidininkį liuminescencijos juostos maksimumą atitinkančiu bangos ilgiu. Tam gali būti naudojami keičiamo bangos ilgio lazeriai ar šviesos šaltiniai su monochromatoriumi. Šis spektras paprastai turi sutapti su sugerties spektru [14].

Galio nitrido fotoliuminescencijos spektruose yra aptinkamas ultravioletinis spektro sandas, siejamas su eksitonine liuminescencija, mėlynosios fotoliuminescencijos spektrinė juosta, priskiriama spinduliniams procesams DAP bei dislokacijose. Praktiškai visada pastebima geltonos liuminescencijos (G-L) juosta, priskiriama donoriniams-akceptoriniams šuoliams. Itin grynuose GaN kristaluose šią juostą pakeičia žalios liuminescencijos juosta (Ž-L).

III. IŠTIRTI BANDINIAI

Darbe buvo ištirti spinduliuočių sensoriai suformuoti pasitelkiant komercinius šviestukus, veikiančius užtvariniame konversijos režime. Tyrimui buvo naudoti šie du šviesos diodų tipai: GaN daugelio kvantinių šulinių (MQW) struktūros pagrindu pagamintas

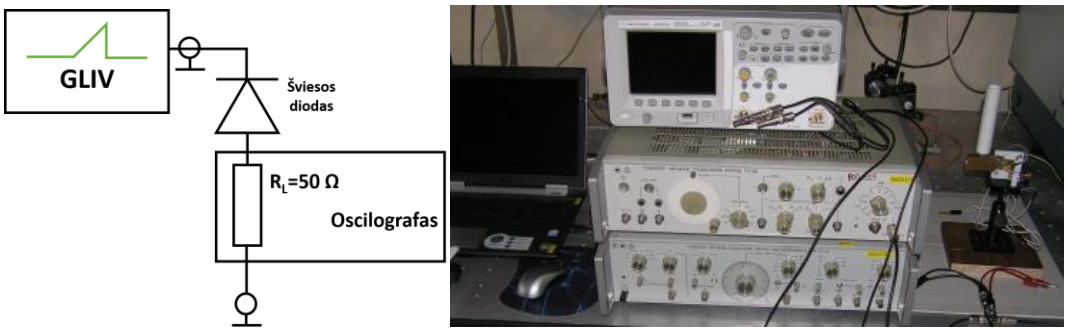
Optosupply OSB4XNE1E1E mėlynos šviesos diodas, emituojantis λ=465 nm bangos ilgį ir AlGaInP pagrindu pagamintos dvigubos heterosandūros Philips Lumiled Lighting LXHL-LD3C λ=640 nm bangos ilgio raudonos šviesos diodas.

Nuo šviesos diodų buvo pašalintas organinis puslaidininkį saugantis korpusas siekiant išvengti protonų stabdymo. Tuo būdu taip pat buvo galima tiesiogiai paveikti diodo sandūrą. Siekiant nagrinėti šviestuko struktūrą, buvo atjungtas Zenerio diodas komerciniuose šviestukuose saugantis šviesos diodą nuo statinės iškrovos.

IV. TYRIMŲ ĮRENGINIAI

IV.1 Impulsinio barjerinės talpos matavimo įrenginio sąranga

BELIV kinetikų registravimo įrenginys yra sąlyginai paprastas, – blokinė kinetikų registravimo (a) schema ir įrenginio bendras vaizdas (b) yra pateikti 4.1 pav. Įrenginį sudaro LIV generatorius, bandinio laikiklis su šaldymo/šildymo ir prispaudžiamų kontaktų sistema bei oscilografas.



a b

4.1 pav. Blokinė BELIV kinetikų registravimo (a) schema ir bendras įrenginio vaizdas (b).

Kaitinant diodą nuo 25 °C iki 70 °C temperatūros 5 °C laipsnių žingsniu buvo fiksuojami BELIV impulsai realaus laiko skaitmeniniu oscilografu Agilent DSO-6102A (1 GHz dažnių juostos). Diodas buvo prijungiamas užtvarine kryptimi. Matavimai buvo atlikti naudojant LIV generatorių (G6-28) prijungtą nuosekliai su šviesos diodu ir 50 Omų varžos rezistoriumi.

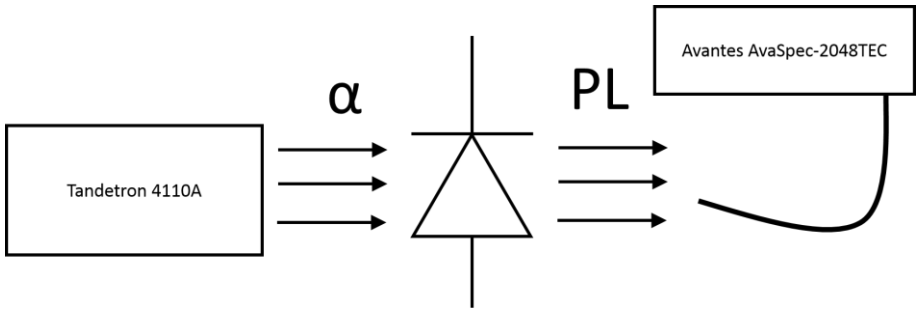
IV.2 In situ ir ex situ liuminescencijos spektroskopijos sąranga

Apšvitų metu, šviestukų pagrindu sukurti sensoriai buvo sumontuoti vakuuminėje apšvitų kameroje. Protonų indukuojama liuminescencija sensoriaus struktūroje daugiaskaiduliniu šviesolaidžiu buvo nukreipiama į spektrofotometrą (Avantes AvaSpec-2048TEC).

Spektrofotometras valdomas kompiuteriu. Protonais indukuotos liuminescencijos spektrai buvo fiksuojami ir vaizduojami Avantes AvaSoft programiniame lange. 1.2-1.8 MeV energijos protonų pluoštelis buvo sukuriamas Tandetron 4110A greitintuvu (3.2 pav).

In situ matavimo atveju buvo tam tikrais laiko intervalais fiksuojamas protonais sužadintos liuminescencijos spektras. Matuojant *ex situ* režime protonų spinduliuotė buvo periodiškai sustabdoma, kad būtų užfiksuota trumpojo jungimo srovės priklausomybė nuo protonų įtėkio.

Šiame darbe naudojami Dr. T. Čeponio atlikti protonais žadinamos liuminescencijos matavimų duomenys.

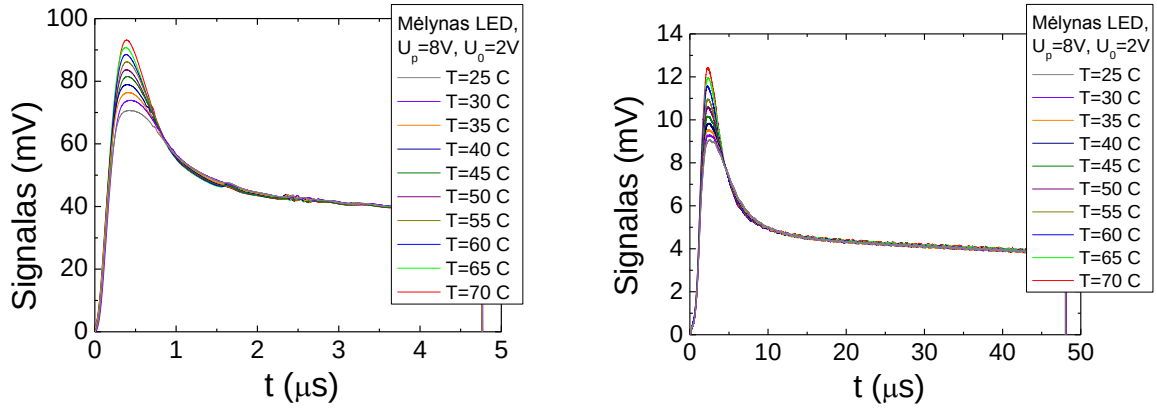


3.2 pav. Protonais žadinamos liuminescencijos spektrų registravimo schema. α yra pažymėtas greitintuvo kuriamas protonų pluoštelis, nukreiptas į sensorių suformuotą iš šviesos diodo, PL pažymėta protonų sužadinta liuminescencijos spinduliuotė, surenkama šviesolaidžiu į spekrofotometrą.

V. TYRIMO REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS

V.1 Temperatūriniai barjerinės talpos kitimai

5.1 paveiksle yra iliustruojami šviesos diodo BELIV kinetikų kaita varijuojant temperatūrą. Matosi, kad didinant temperatūrą GaN diodo barjerinė talpa didėja. Taip pat aptikta, jog didėjant temperatūrai protonais neapšvitinto GaN diode generacinė srovė neatsiranda.

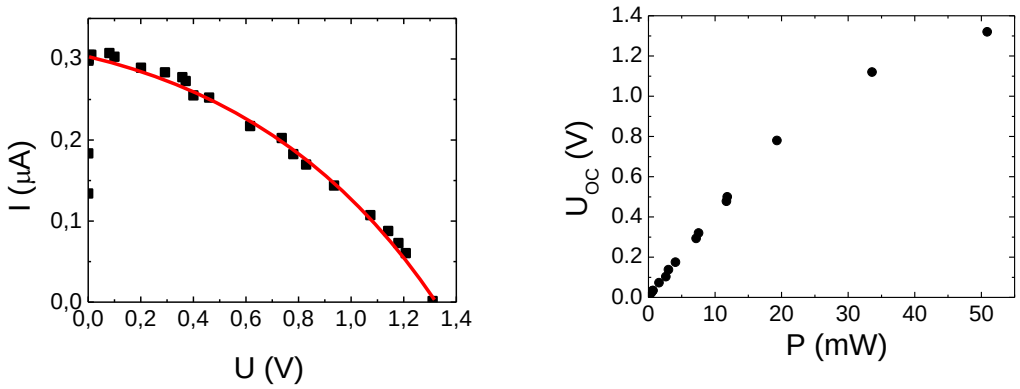


5.1 pav. Temperatūriniai BELIV kinetikų kitimai GaN MQW struktūros pagrindu pagamintame Optosupply OSB4XNE1E1E mėlynos šviesos diode. Kairėje: impulso trukmė τ_{PL}=4,8 μs, dešinėje: τ_{PL}=48μs.

GaN šviesos diode generacinės srovės sando BELIV kinetikose neaptikta. Tai rodo, jog GaN šviestukuose yra nykstamai maža koncentracija santykinai seklių centrų.

V.2 Sensorių trumpojo jungimo srovės ir atviros grandinės įtampos parametrai

5.2 paveiksle iliustruojamos trumpojo jungimo srovės ir atviros grandinės įtampos kitimų charakteristikos. Trumpojo jungimo srovė buvo matuojama elektrometru Keithly apšviečiant AlGaInP dvigubos heterosandūros diodą raudonos šviesos (650 nm) lazerio pluošteliu. 5.2 pav kairėje atvaizduota apšviesto diodo voltamperinė charakteristika. Matome, kad trumpojo jungimo srovė yra I_{SC}=0,3 μA, o atviros grandinės įtampa U_{OC}=1,3 V.



5.2 pav. Apšviesto AlGaInP šviesos diodo voltamperinė charakteristika (kairėje) ir atviros grandinės įtampos priklausomybė nuo lazerio šviesos galios (dešinėje) charakteristikos

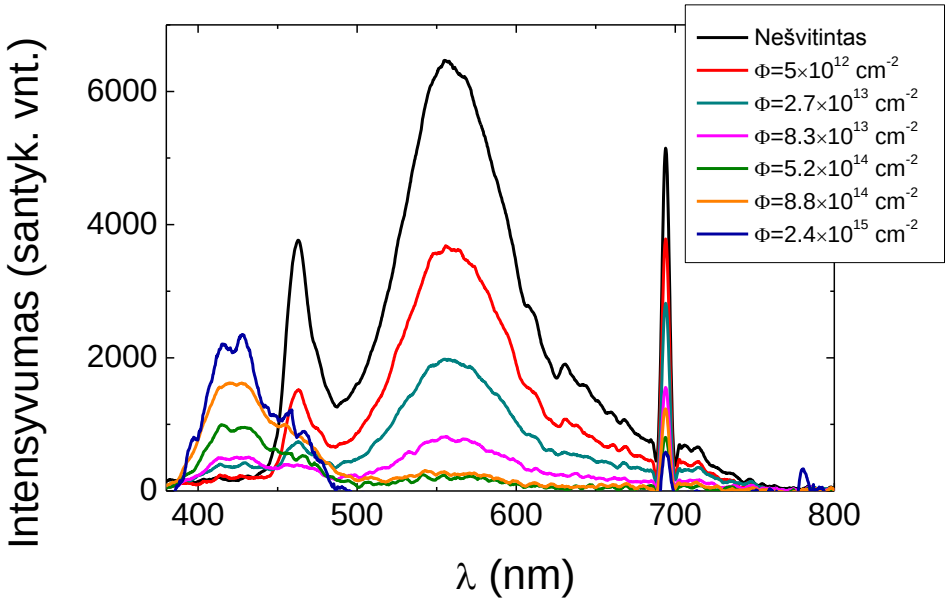
V.3 Sensorių liuminescencijos spektrų kaita

5.3 paveiksle parodyta protonais sužadintos liuminescencijos spektro šviesos diodo sensoriuje kaita esant skirtingiems 1.6 MeV protonų įtėkiams. Nešvitintame GaN MQW struktūros pagrindu pagamintame mėlynos šviesos diode aptiktos dvi spektrinės juostos su smailėmis ties 460 nm ir 550 nm bangos ilgiais. Spektre taip pat matomas dar viena siaura smailė ties 690 nm, priskiriam protonais sukeltai safyro liuminescencijai [13]. Čia GaN šviestuko sluoksniai suformuoti ant safyro padėklo. 460 nm maksimumas yra būdingas mėlynai (M) GaN šviestukų elektroliuminescencijai ir veikiausiai atsiranda dėl protonų sužadinamų krūvininkų rekombinuojančių per MQW struktūros sluoksnį. M-L spektro smailė identifikuojam palyginant spektrinę padėtį su šviestuko elektroliuminescencijos spektru, gautu prijungus diodą tiesiogine kryptimi. 560 nm smailė yra būdinga geltonai-žaliai (GŽ) liuminescencijai galio nitride [14]. Spektruose galima matyti, jog didėjant 1.6 MeV protonų įtėkiui tiek GŽ-L, tiek M-L liuminescencijos intensyvumai mažėja. Liuminescencijos intensyvumo sumažėjimas paaiškinamas tuo, jog dėl protonų įtėkio sumažėjus efektyviajam puslaidininkio legiravimo lygiui ir sustiprėjus nespindulinei rekombinacijai sumažėja perteklinių krūvininkų skaičius.

Taip pat galima pastebėti, kaip spektre papildomai atsiranda trumpesnio bangos ilgio, violetinės liuminescencijos (V-L) sandas su smaile ties 425 nm. Toliau didėjant protonų įtėkiui, ši violetinės liuminescencijos juosta tampa intensyviausia spektre. V-L spektrinė juosta galio nitride atsiranda dėl donorų-akceptorių porų arba dislokacijų susidarymo [14,15] dėl radiacinių pažeidų. Violetinės liuminescencijos juosta taip pat gali atsirasti ir dėl elektronus

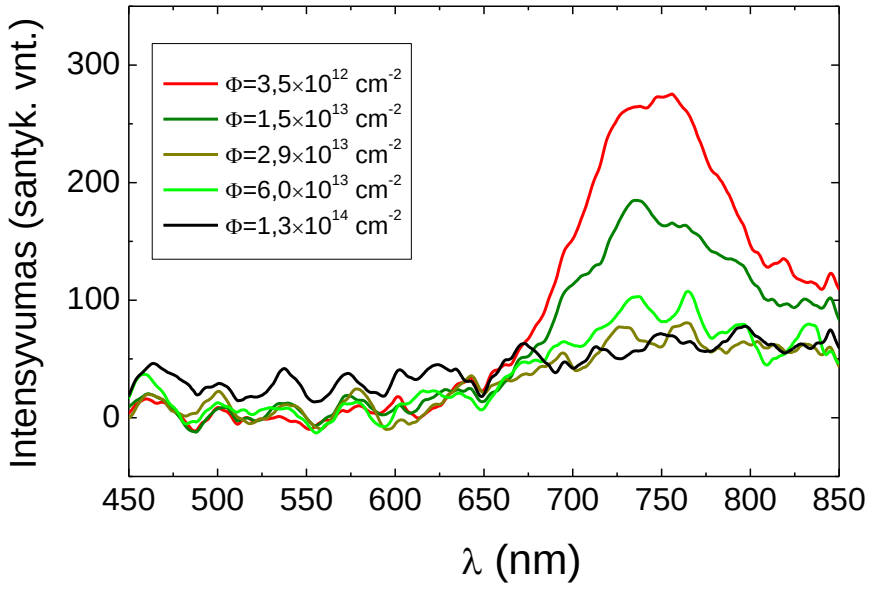
blokuojančiame AlGaN sluoksnyje susidariusių vakansijų būdingų radiaciniams defektams [16].

Šie protonų sužadintos liuminescencijos spektro pokyčiai gali būti panaudoti LED pagrindu pagamintuose dozimetriniuose įrenginiuose arba optinio atsako radiacijos sensoriuose. Matuojant mėlynos liuminescencijos spektrinės smailės kitimu ir elektrinius signalus, toks sensorius gali būti naudojamas ir sinchroniniam jonizuojančių dalelių detektavimui.



5.3 pav. Protonų sužadinto liuminescencinio spektro kaita GaN šviestuke esant skirtingam 1.6 MeV protonų įtėkiui.

Siekiant palyginti GaN MQW struktūros pagrindu ir AlGaInP dvigubos heterosandūros struktūros pagrindu pagamintų šviesos diodų atsparumą 1.6 MeV protonų srautui, buvo atlikta palyginamoji spektrų analizė. 5.4 paveiksle iliustruojama 1.6 MeV protonų srautu sužadintos liuminescencijos spektro kaita esant įvairioms įtėkio vertėms. Iš spektro kitimų AlGaInP šviestuke-sensoriuje matome, kad AlGaInP liuminescencijai būdinga viena juosta infraraudonojoje spektro srityje su smaile ties 760 nm. Esant įtėkiams, didesniems už 10^{14} cm^{-2}, AlGaInP sensoriuje gaunamas (5.4 pav.) pakankamai triukšmingas liuminescencijos spektras be ryškių smailių, tuo tarpu GaN sensoriaus liuminescencijos spektre (5.3 pav. esant tokioms pat įtėkio vertėms) pradeda augti violetinės liuminescencijos smailė.

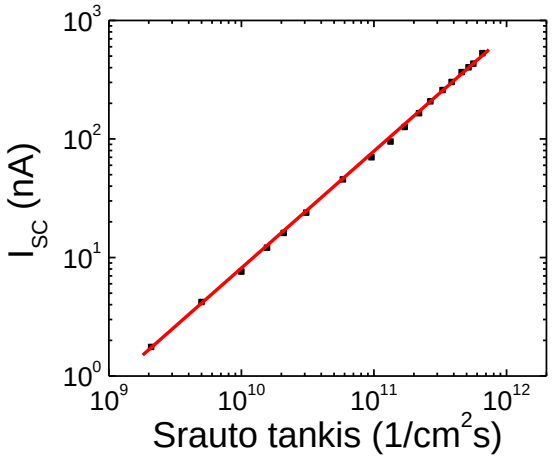


5.4 pav. Protonais sužadintos liuminescencijos spektro kaita didėjant 1.6 MeV protonų spinduliuotės įtėkiui Philips Lumiled Lighting LXHL-LD3C raudonos šviesos diode

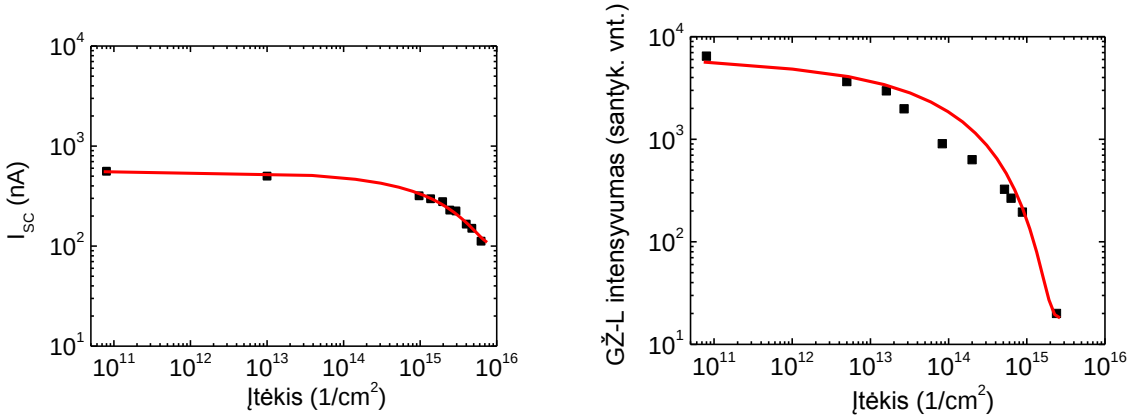
V.4 Sensorių radiacinio atsparumo charakteristikos

5.5 paveiksle iliustruojama trumpo jungimo srovės, susidarančios dėl krūvininkų generacijos, priklausomybė nuo protonų srauto tankio. Matome, jog I_{SC} priklauso tiesiškai nuo protonų srauto tankio. Ši GaN šviestuko charakteristika gerai pritaikoma jonizuojančios spinduliuotės detektavimui. Tačiau kuo didesnis srauto tankis, tuo šviestukas trumpiau tarnauja dėl susidarančių radiacinių defektų.

5.6 paveiksle iliustruojamos trumpojo jungimo srovės ir GŽ liuminescencijos priklausomybės nuo protonų įtėkio, esant pastoviam protonų srautui $\Phi=7\times10^{11}$ 1/cm^{2}s. Iš šių priklausomybių galima matyti, jog dėl šviestuke susidariusių radiacinių defektų tiek elektrinis (I_{SC}), tiek optinis (GŽ-L intensyvumas) signalai silpnėja. Protonų įtėkiui viršijus 10^{14} cm^{-2} vertę abiejų parametrų dydžiai (tiek I_{SC}, tiek GŽ-L intensyvumas) pradeda sparčiai mažėti. Tarp šių dydžių gerai matoma koreliacija. Šias charakteristikas galima taikyti protonų įtėkio matavimams.



5.5 pav. Trumpojo jungimo srovės priklausomybė nuo 1.6 MeV protonų srauto GaN šviestukesensoriuje.



5.6 pav. Kairėje: trumpojo jungimo įtampos priklausomybė 1.6 MeV protonų įtėkio, dešinėje: geltonai-žalios liuminescencijos intensyvumo priklausomybė nuo įtėkio. Abiejuose grafikuose matuoti GaN šviestukai. Protonų srautas buvo fiksuotos 7×10^{11} 1/cm^{2}s vertės.

ESMINIŲ REZULTATŲ SĄVADAS IR IŠVADOS

1. Diodo barjerinės talpos matavimo BELIV ir liuminescencijos spektroskopijos metodikų sinchroninis realizavimas leidžia įvertinti radiacinių defektų susidarymo spartą spinduliuočių sensoriuose suformuotuose iš komercinių šviestukų.
2. Ištyrus nešvitinto GaN komercinio šviesos diodo barjerinės talpos priklausomybę nuo temperatūros gauta, kad barjerinė talpa didėja didėjant temperatūrai.
3. Apšvietus AlGaInP diodą 650 nm bangos ilgio lazerio pluoštu išmatuotos trumpojo jungimo srovės ir atviros grandinės įtampos charakteristikos. Gauta trumpojo jungimo srovės vertė I_{SC}=0,3 µA, o atviros grandinės įtampa U_{OC}=1,3 V. Apšvietus GaN diodą 650 nm bangos ilgio lazerio pluoštu generacinės srovės sandas yra menkas, ir tai rodo, kad GaN šviestukų pagrindu sukurtuose detektoriuose seklių krūvininkų gaudyklių įtaka yra nežymi.
4. Protonais švitinant GaN ir AlGaInP šviestukus ištirti liuminescencijos spektrai. GaN diodo protonais indukuotos liuminescencijos spektre matomos dvi ryškios GŽ ir B liuminescencijos juostos. Abiejų spektrinių juostų intensyvumas mažėja didėjant įtekiui. Nuo 10^{14} cm^{-2} įtėkio ima formuotis violetinės liuminescencijos juosta. Tokias GaN šviestuko spektro charakteristikas galima pritaikyti dozimetrijai ar sinchroniniam dalelių detektavimui. AlGaInP diodo 1.6 MeV protonais indukuotos liuminescencijos spektre įtėkiui esant iki 10^{14} cm^{-2} matoma viena juosta infraraudonojoje spektro srityje.
5. GaN šviestuko pagrindu sukurto spinduliuočių detektoriaus atsparumas radiacijai įvertintas matuojant elektrinius bei optinius signalus, ir gauta, kad protonų įtėkiui viršijus 10^{14} cm-^{2} vertę, tiek I_{SC}, tiek GŽ liuminescencijos intensyvumas pradeda sparčiai mažėti. Šios charakteristikos taip pat gali būti pritaikytos dozimetriniams matavimams.

LITERATŪROS NUORODŲ SĄRAŠAS

[1] E. Miyazaki, S. Itami, T. Araki, Using a light-emitting diode as a high-speed, wavelength selective photodetector, Rev. Sci. Instrum. **69** (1998) 3751-3754

[2] M. O'Toole, D. Diamond, Absorbance based light emitting diode optical sensors and sensing devices, Sensors **8** (2008) 2453-2479

[3] D.A. Bui, P.C. Hauser, Absorbance measurements with light-emitting diodes as sources: silicon photodiodes or light-emitting diodes as detectors, Talanta **116** (2013) 1073-1078

[4] E. Gaubas, T. Ceponis, J. Pavlov, A. Jasiunas, V. Jonkus, D. Meskauskaite, A. Tekorius, Carrier decay and luminescence characteristics in hadron irradiated MOCVD GaN, J. Instrum. **9** (2014) C12044

[5] E. Gaubas, T. Ceponis, J.V. Vaitkus, Pulsed Capacitance Technique for Evaluation of Barrier Structures, LAMBERT Academic Publishing, Saarbrucken-Berlin, 2013

[6] E. Gaubas, T. Ceponis, A. Jasiunas, A. Uleckas, J. Vaitkus, E. Cortina, O. Militaru, Correlated evolution of barrier capacitance charging, generation, and drift currents and of carrier lifetime in Si structures during 25 MeV neutrons irradiation, Appl. Phys. Lett. **101** (2012) 232104

[7] E. Gaubas, T. Ceponis, J. Kusakovskij, Profiling of barrier capacitance and spreading resistance using a transient linearly increasing voltage technique, Rev. Sci. Instrum. **82** (2011) 083304

[8] E. Gaubas, T. Ceponis, S. Sakalauskas, A. Uleckas, A. Velicka, Fluence dependent variations of barrier charging and generation currents in neutron and proton irradiated Si particle detectors, Lith. J. Phys. **51** (2011) 230-236

[9] S. Ahmed, *Physics and Engineering of Radiation Detection*, 1st ed. (Elsevier, 2007)

[10] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors – Device Physics*, 1st ed. (Springer, 1999)

[11] Sze S. M., Ng K. K., *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, Inc., 2007)

[12] S. J. Pearton, R. Deist, F. Ren, L. Liu, A. Y. Polyakov, J. Kim, Review of radiation damage in GaN-based materials and devices, Journal of vacuum science & technology A **31,** 050801 (2013)

[13] Y. Aoki, N.T. My, S. Yamamoto, H. Naramoto, Luminescence of sapphire and ruby induced by He and Ar ion irradiation, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **114** (1996) 276-280

[14] M.A. Reshchikov, H. Morkoc, Luminescence properties of defects in GaN, J. Appl. Phys. **97** (2005) 061301

[15] E. Gaubas, K. Kazlauskas, R. Tomasiunas, J. Vaitkus, A. Zukauskas, Radiation-defect-dependent photoconductivity transients and photoluminescence in semi-insulating GaN, Appl. Phys. Lett. **84** (2004) 5258-5260

[16] N. Nepal, M.L. Nakarmi, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Photoluminescence studies of impurity transitions in AlGaN alloys, Appl. Phys. Lett. **89** (2006) 092107

[17] P. Blood, J.W. Orton, *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States*, Academic Press Inc., San Diego, 1992

SUMMARY

Characterization of radiation sensors based on light emitting diode structures

Lukas Šupienis

In this work, the emitting diodes (Optosupply OSB4XNE1E1E and Philips Lumiled Lighting LXHL-LD3C) have been transformed in order to detect ionizing radiation. It has been shown that commercial GaN LED-based radiation sensors are operational over wide range of 1.6 MeV proton fluences. Moreover, GaN MQW LED-based sensors can simultaneously operate as double (electrical and optical) response devices. Such sensors can also be applied in space-applications, where LED-based devices would be able to operate as dosimeters in reverse-bias regime and digital-code-transmitters at forward bias.

The main goal of this work is to research the electrical and optical characteristics of GaN and AlGaInP LEDs under different proton irradiation levels to evaluate their applicability as radiation sensors and dosimeters. In order to achieve this goal the following objectives were accomplished: the barrier capacitance of reverse biased LEDs was measured under different temperatures using the BELIV technique, the spectra of proton excited luminescence were measured under different fluence levels, LED-based sensor short-circuit current and open-circuit voltage characteristics were measured under laser illumination and radiation hardness parameters were evaluated.

Evolution of the LED barrier capacitance characteristics under proton fluence has been traced by the technique of barrier evaluation using linearly increasing voltage under reverse-bias pulses. Radiation hardness of the LED-based sensors has been evaluated by correlating variations of the proton induced luminescence spectra and short-circuit currents.