

VILNIAUS UNIVERSITETAS

Vidmantas Kalendra

DIDELĖS ENERGIJOS PROTONAIS IR NEUTRONAIS SUKURTŲ
GILIŲJŲ CENTRŲ TYRIMAS DIDŽIAVARŽIO Si, SiC IR GaN
DARINIUOSE

Daktaro disertacija

Fiziniai mokslai, fizika (02P), puslaidininkių fizika (P265)

Vilnius, 2009

Disertacija rengta Vilniaus universiteto fizikos fakultete ir Taikomųjų mokslų institute 2005 - 2009 metais.

Mokslinis vadovas: profesorius, habilituotas daktaras Vaidotas Kažukauskas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika (02P), puslaidininkių fizika (P265)).

Konsultantas: profesorius, LMA narys korespondentas, LR CERN programų koordinatorius Juozas Vidmantis Vaitkus (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika (02P), puslaidininkių fizika (P265)).

Padėka

Disertacijos rašymas nebūtų pavykęs be daugybės žmonių paramos.

Ypatingą padėką reiškiu darbo vadovui prof. Vaidotui Kažukauskui už pasitikėjimą ir kūrybingą vadovavimą dirbant mokslinį darbą.

Taip pat dėkoju prof. Juozui Vidmančiui Vaitkui už postūmį dalintis patirtimi ir suteiktą galimybę padirbėti tuo metu jo vadovaujamame institute, kuriame dirbu iki šiol.

Dėkoju habil. dr. Eugenijui Gaubui už pastabas ir vertingas konsultacijas sprendžiant aukštajam mokslui aktualias problemas.

Dėkoju dr. Rimvydui Jasiulioniui už sudarytas sąlygas naudotis Fizikos instituto matavimų aparatūra ir visokeriopą pagalbą analizuojant gautus duomenis.

Ačiū Mindaugui Pranaičiui už pagalbą ir gerą nuotaiką darbo metu.

Taip pat norėčiau padėkoti savo sužadėtinei Daivai ir visiems artimiesiems, pažįstamiems, kurie visada palaiko mano siekius ir skatina žengti tolyn.

Šią disertaciją skiriu šviesiam mamos atminimui.

Darbą rėmė Lietuvos valstybinis mokslo ir studijų fondas

Turinys

Įvadas	6
Publikacijų sąrašas	11
1. Literatūros apžvalga	17
1.1 Medžiagos jonizuojančiosios spinduliuotės detekcijai	17
1.2 Silicio karbidas	20
1.3 Galio nitridas	26
1.4 Silicis	29
2. Eksperimentų metodika	35
2.1 Giliųjų lygmenų spektroskopija šiluma skatinamųjų srovių būdu	35
2.2 Giliųjų centrų aktyvacijos parametrų įvertinimo metodai	38
2.3 Nuostoviųjų elektrinių charakteristikų analizė	43
2.4 Fotolaidumo charakteristikų analizė	44
2.5 Fotojonizacijos spektrų analizės metodai	47
2.6 Matavimų įranga	51
3. Silicio karbido tyrimų rezultatai	54
3.1 Silicio karbido savųjų defektų charakteristikos	54
3.2 Radiacinių defektų charakteristikos SiC	63
3.2.1 Radionuklidų charakteristikos	64
3.2.2 Spinduliuotės poveikis sluoksnių sąlyčių savybėms	70
3.3 Skyriaus rezultatų apibendrinimas	73
4. Galio nitrido tyrimų rezultatai	75
4.1 Defektų charakteristikos išėties medžiagoje	75
4.2 Neutronų apšvita indukuoti charakteristikų kitimai	80
4.3 Protonais apšvitintas GaN	85
4.3.1 Indukuoto radioaktyvumo charakteristikos	86
4.3.2 Radiacinių defektų įtaka krūvio pernašai	88
4.4 Skyriaus rezultatų apibendrinimas	93
5. Silicio tyrimų rezultatai	95
5.1 Neutronais apšvitintas MCz silicis	95
5.2 Skyriaus rezultatų apibendrinimas	102
Išvados	103
Cituojamos literatūros sąrašas	105

Tekste naudojamų sutrumpinimų sąrašas

- LHC - (*Large Hadron Collider*) didysis hadronų greitintuvas
- CERN - (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) Europos branduolinių tyrimų centras
- Cz - (*Czochralski*) Čochralskio metodas kristalų auginimui tempiant
- MCz - (*Magnetic field applied Czochralski*) Čochralskio metodu magnetiniame lauke išauginti kristalai
- FZ - (*Float Zone*) zoninio lydimo būdu išauginti kristalai
- DOFZ - (*Diffusion Oxygenated Float Zone*) difuzijos būdu deguonių priemaišinti zoninio lydimo būdu suformuoti kristalai
- DLTS - (*Deep Level Transient Spectroscopy*) nenuostoviosios talpos giliųjų lygmenų spektroskopija
- MIP - (*Minimum Ionizing Particle*) mažiausioji jonizuojančioji dalelė
- MOCVD - (*Metal-Organic Chemical Vapour Deposition*) cheminis garų nusodinimas iš metalo-organinių šaltinių
- HVPE - (*Hydride Vapour Phase Epitaxy*) hidridinė garų fazės epitaksija
- CCE - (*Charge Collection Efficiency*) krūvio surinkimo efektyvumas
- ŠSS - Šiluma skatinamoji srovė
- ŠSD - Šiluma skatinamoji depoliarizacija

Įvadas

Prognozuojama Didžiojo hadronų kolaiderio (*Large Hadron Collider*, LHC) eksperimentų trukmė yra 10 metų. Jau dabar žinoma, kad LHC sumontuoti standartinio silicio jonizuojančiosios spinduliuotės detektoriai nėra pakankamai atsparūs itin dideliems spinduliuotės įtėkiams. Todėl buvo paruošti projektai siekiant sukurti atsparesnius spinduliuotės detektorius, pasitelkiant naujas medžiagas. Buvo manyta, kad vieni perspektyviausių bus deimanto pagrindu suformuoti detektoriai. Bet pasirodė, kad šie detektoriai negali veikti didelių energijų spinduliuotės aplinkose. 2002 metais buvo sukurta tyrimų programa RD50 (Spinduliuotei atsparūs detektoriai didelio ryškio kolaidieriuose, www.cern.ch/rd50), kurios tikslas yra ieškoti būdų, kaip modifikuoti įvairių auginimo technologijų silicį, kad jo parametrai taptų tinkamesni, už medžiagų, naudojamų dabartiniams LHC detektoriams. Kitas šios programos tikslas - ieškoti alternatyvių naujų medžiagų, žymiai atsparesnių už Si jonizuojančiajai spinduliuotei, bei tenkinančių LHC reikalavimus detektorių funkcionavimo spartai, darinių formavimo technologiškumui. Todėl buvo imtasi analizuoti visas perspektyvias puslaidininkines medžiagas, t.y. SiC, GaN, deimantą ir įvairių auginimo technologijų Si.

Remiantis ankstesniais tyrimais, buvo žinoma, kad SiC yra atsparus spinduliuotei ir patrauklus tuo, kad yra labai stabili medžiaga tiek chemiškai, tiek struktūriškai. Tačiau iki šiol visuose vykdytuose eksperimentuose apšvitos įtėkis neviršijo 10^{15} dalelių/cm². LHC eksperimentuose numatomi gerokai didesni spinduliuotės įtėkiai. Dėl galimų skirtingos atominių ryšių simetrijos ir atomų išsidėstymų kristale egzistuoja labai daug SiC politipų, todėl jei kristale sukuriama netvarki sritis (klasteris), jam modifikuojantis (temperatūros poveikyje) ir vykstant atomų migracijai, gali atsirasti įvairūs politipų intarpai, veikiantys kaip defektai, kurie SiC mažina krūvininkų gyvavimo trukmę. Todėl svarbu įvertinti medžiagos charakteristikas SiC detektoriuose po apšvitos ir išanalizuoti, ar susidarę defektai nepakeičia krūvininkų difuzijos nuotolio tiek,

kad nepriimtina sumažėtų krūvio surinkimo efektyvumas. Ekvivalentiškas SiC, kaip plačiatarpis puslaidininkis, yra GaN, kuris struktūriškai yra tankesnė medžiaga. Tačiau kokybiškų GaN kristalų auginimo technologijos buvo sukurtos neseniai. Todėl šio puslaidininkio parametrų kitimai jonizuojančios spinduliuotės aplinkose, GaN detektorių struktūrų formavimo technologijos ir šios medžiagos taikymų galimybės jonizuojančiosios spinduliuotės detektavimui ištirtos nepakankamai.

Silicis tebėra plačiausiai naudojamas elektronikoje puslaidininkis. Kadangi, veikiant didelių energijų ir įtėkių spinduliuotei, Si detektoriai sparčiai degraduoja, būtina ištirti, ar įmanoma žalingą procesą pristabdyti arba bent jau kontroliuoti. Skirtingais auginimo metodais suformuotuose kristaluose yra įvairūs priemaišų tankiai, kurie įtakoja ne tik elektrines, bet ir elektrochemines savybes. Magnetiniame lauke Čochralskio metodu suformuoto Si kristalai (*Magnetic field applied Czochralski grown Si*, -MCz Si) pasižymi didesne deguonies koncentracija, nei suformuoti zoninio lydimo (*Float Zone*, FZ Si) būdu. Pastarieji FZ kristalai (sFZ- CERN standard FZ Si) dėl medžiagos grynumo, kartu su epitaksiniais dariniais yra dažniausiai naudojami Europos branduolinių tyrimų centro (CERN) detektorių gamybai. Skirtingais metodais išauginti silicio kristalai turi skirtingą deguonies bei anglies priemaišų koncentraciją. Dėl pirminių radiacinių defektų, tokių kaip vakansijos, susirišimo su deguonimi, kai susidaro elektriškai neaktyvūs kompleksai, viena iš tinkamiausių medžiagų spinduliuotei atspariems detektoriams gaminti yra deguonimi priemaišintas silicis. Tuo tikslu, grynai medžiagos deguonimi pasyvuotiems dariniams formuoti buvo sukurta DOFZ (*Diffusion Oxygenated Float Zone*) technologija detektorių medžiagų paruošimui. Deja, ir šios DOFZ Si medžiagos spinduliuote indukuoti charakteristikų kitimai yra ištyrinėti tik apšvitos įtėkių, neviršijančių 10^{15} dalelių/cm², srityje.

Dauguma šio darbo tyrimų buvo atlikti, sprendžiant Europos branduolinių tyrimų centro (CERN) programos RD50 uždavinius, siekiant giliau suprasti radiacinių defektų susidarymo ypatumus plačiame apšvitos įtėkių diapazone ir jų transformacijas iškaitinant. RD50 programos tikslas yra surasti efektyvias

medžiagas ir darinių struktūras detektorių formavimui, kurie galėtų veikti labai intensyvios jonizuojančios spinduliuotės aplinkose, t.y. būtų atsparūs greitųjų hadronų apšvitos įtekiamis iki 10^{16} cm^{-2} , ir registruotų signalus, kai susiduriančių protonų pluoštelių impulsų ir tarpų tarp jų trukmė yra 12 ns. Tai būtina, siekiant užtikrinti detektorių veikimą, esant apšvitos srautams $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, kaip numatyta Didžiojo Hadronų Kolaiderio (LHC) eksperimentų programoje.

Šiame darbe buvo ištirti didžiavaržiai silicio karbido, galio nitrido, deguonimi priemaišinto silicio dariniai, skirti jonizuojančios spinduliuotės detektavimui. Tyrimuose buvo gilinamasi į fotoelektrinių ir elektrinių charakteristikų ypatumus, siekiant įvertinti spinduliuote sudarytų defektų ir su jais sietinų giliųjų centrų parametrus. Šiame darbe buvo ištirti Si, SiC bei GaN bandinių rinkiniai, apšvitinti įvairių energijų ir įteklių protonais bei neutronais.

Darbo aprašas sudarytas iš 5 skyrių. Pirmame skyriuje apžvelgti tyrimų rezultatai, skelbti literatūroje, analizuojant egzistuojančias nagrinėjama tema problemas bei motyvuojant šio darbo tyrimus. Antrame skyriuje trumpai aptarta eksperimentų įranga ir pasitelktų metodų pagrindai. Silicio karbido (SiC) tyrimų rezultatai aptariami trečiame skyriuje, kur analizuojamos elektrinės charakteristikos neapšvitintose medžiagose ir jų kitimai, apšvitinus SiC darinius 24 GeV/c protonais. Ketvirtame skyriuje nagrinėjamas spinduliuotės poveikis galio nitrido detektoriams, apšvitinus juos reaktoriaus neutronais ir didelės energijos protonais. Didžiavaržio silicio (Si) detektorių tyrimai po apšvitos reaktoriaus neutronais aprašyti penktame skyriuje, kur plačiau yra panagrinėtas ir iškaitinimo poveikis bandinių charakteristikų kitimams.

Šiuose tyrimuose buvo plačiau naudojamos šiluma skatinamųjų srovių ir šiluma skatinamosios depoliarizacijos metodikos. Taip pat giliųjų lygmenų spektro bei šių centrų parametrų įvertinimui buvo pasitelkta fotojonizacijos spektroskopijos metodika.

Pagrindinis šio disertacinio darbo **tikslas** buvo išanalizuoti giliųjų centrų, sietinų su spinduliuote sudarytais defektais, atskleisti defektų transformacijas

po iškaitinimų, apšvitos įtaką krūvio pernašai ir pagavai medžiagose, tinkamose jonizuojančiosios spinduliuotės detektoriams, tiriamuose pagal CERN projektus. Siekiant šio tikslo buvo suformuluoti tokie **uždaviniai**:

1. Ištirti SiC detektorių sandūrų ir apšvitintų aukštųjų energijų spinduliuote medžiagos savybių kitimą.
2. Nustatyti jonizuojančiosios spinduliuotės įtaką GaN bandinių elektrinėms charakteristikoms, krūvio pernašos parametrus.
3. Išanalizuoti giliųjų centrų spektrą Si detektoriuose, apšvitinus neutronais, ir nustatyti radiacinių defektų tankio kitimus, bandinius iškaitinus gana žemose temperatūrose.

Darbo naujumas

1. Atskleisti SiC, GaN ir Si jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių, apšvitintų itin dideliais įtėkiais, elektrinių charakteristikų ypatumai ir įvertinti krūvininkų rekombinacijos ir pernašos parametrai. Apibūdintas šių charakteristikų kitimas plačioje apšvitos įtėkių srityje, veikiant įvairiomis aukštųjų energijų dalelėmis.
2. Detektorių funkcionalumui ir elektrinių charakteristikų modifikacijoms dėl indukuoto radioaktyvumo įvertinti, SiC bei GaN buvo kompleksiskai ištirta radioizotopų sudėtis ir parametrai (radionuklidų) gama spektroskopijos metodu.
3. Atskleista iškaitinimų įtaka radiacinių defektų elektrinio aktyvumo valdymui neutronais apšvitintuose silicio detektoriuose.

Ginamieji teiginiai

1. SiC ir GaN kristaluose, didėjant apšvitos įtėkiui, kinta radiacinių defektų įtaka, nulemianti krūvio pernašos ir rekombinacijos charakteristikų kitimą: mažų įtėkių srityje kinta pernašos ir rekombinacijos parametrai, bet

charakteristikos išlieka būdingomis kristalinei struktūrai, o didelių įtėkių srityje pasireiškia pratekėjimo reiškiniai, būdingi netvarkioms sandaroms.

2. Hadronais apšvitintose SiC ir GaN medžiagose formuojasi platus radioizotopų spektras, o integrinis jų tankis kinta tiesiškai ir proporcingai apšvitos įtėkiui. Apšvitos įtėkių srityje $< 10^{16}$ dal/cm² radioizotopų koncentracijų absoliučios vertės yra pakankamai mažos, todėl galima nepaisyti indukuotų radionuklidų spinduliavimo poveikio detektorių funkcionavimui bei medžiagos elektrinių charakteristikų kitimui.

3. Silicio detektoriuose fotojonizacinės spektroskopijos metodu atskleista, kad, keičiant apšvitos neutronais įtėkį, didėja tiek taškinių, tiek sankaupinių radiacinių defektų tankis, o keičiant apšvitintų darinių iškaitinimo režimus, giliųjų lygmenų spektras ir centrų tankis kinta nemonotoniškai, nes kaskadiniuose neutronų sklaidos kristale procesuose susidaro vakansijų tipo taškiniai defektai ir išplitę vakansijų klasteriai (nanotuštumos), kurių aplinkose galimos įvairių defektų reakcijos, sukeltos vakansijų migracijos.

Publikacijų sąrašas

Šiame darbe gauti rezultatai buvo publikuoti 16 mokslinių straipsnių ir 30 mokslinių pranešimų tarptautinėse bei nacionalinėse konferencijose.

Autoriaus indėlis: S2-S13 straipsniuose atlikti visi matavimai bei dalyvauta analizuojant rezultatus, S1 ir S14 straipsniuose atlikta dalis eksperimentinių matavimų. Parengti ir pristatyti pranešimai 12-oje konferencijų.

Straipsniai recenzuojamuose žurnaluose

S1. J. Vaitkus, A. Blue, W. Cunningham, E. Gaubas, J. Grant, K. Jarašiūnas, A. Kadys, **V. Kalendra**, V. Kažukauskas, P. Pobedinskas, V. O'Shea, K. Smith, J. Storasta, A. Žukauskas. CERN large hadron collider projects to improve the radiation hardness of ionizing radiation detectors: the role and control of defects in Si potential of GaN. Lith. Journ. of Physics, **45** (2005) 437-443.

S2. V. Kažukauskas, **V. Kalendra** and J.-V. Vaitkus. Effect of trap levels and defect inhomogeneities on carrier transport in SiC crystals and radiation detectors. Acta Physica Polonica A, **107** (2005) 333-339.

S3. V. Kažukauskas, **V. Kalendra** and J.-V. Vaitkus. Investigation of carrier transport in GaN single crystals and radiation detectors by thermally stimulated methods. Acta Physica Polonica A, **107** (2005) 340-345.

S4. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Thermally stimulated spectroscopy of defects and inhomogeneities in 4H-SiC. Materials Science (Medžiagotyra), **11** (2005) 203 – 207.

S5. V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Effect of high-energy protons on 4H-SiC radiation detectors. Lithuanian Journ. of Physics, **45** (2005) 487-495.

S6. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Carrier transport and capture in GaN single crystals and radiation detectors and effect of the neutron irradiation. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, **568** (2006) 421-426.

S7. V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Effects of irradiation by high-energy protons on the 4H-SiC detectors. (Воздействие

облучения 4H-SiC детекторов протонами больших энергий. ФТП). Semiconductors, **41** (2007) 356-363.

S8. V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Variation of the properties of 4H-SiC radiation detectors upon irradiation by 24 GeV protons. Proc. SPIE, **6596** (2007) 65960B.

S9. V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Influence of Irradiation by 24 GeV protons on the properties of 4H-SiC radiation detectors. Diam. Relat. Mater, **16** (2007) 1058-1061.

S10. V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Influence of irradiation by high-energy protons on GaN detectors. Acta Physica Polonica A, **113** (2008) 1013-1016.

S11. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, R. Jasiulionis, J.-V. Vaitkus. Effects of the high-energy proton irradiation on the properties of GaN ionizing radiation detectors. Phys. Stat. Sol. (c), **5** (2008) 3029-3031.

S12. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Carrier transport in SiC crystals and radiation detectors as affected by defect traps and inhomogeneities. Mater. Sci. Eng. B, 2009 (priimtas spaudai).

S13. **V. Kalendra**, V. Kažukauskas, N. Vainorius, J.V. Vaitkus. Influence of irradiation by neutrons on the properties of p^+n-n^+ Si radiation detectors. Physica B: Condensed Matter, 2009 (priimtas spaudai).

S14. **V. Kalendra**, E. Gaubas, V. Kažukauskas, E. Žašinas, J.V. Vaitkus. Photoconductivity spectra and deep levels in the irradiated p^+n-n^+ Si detectors. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 2009 (priimtas spaudai).

Straipsniai, kurių rezultatai neįtraukti į disertaciją

S15. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, Ch. Bumby, A. B. Kaiser. Electrical conductivity of carbon nanotubes and polystyrene composites. Phys. Stat. Sol. (c), **5** (2008) 3172-3174.

S16. A. Mekys, J. Storasta, A.P. Smilga, J. Čeponkus, R. Barisevičiūtė, V. Šablinskas, **V. Kalendra**, V. Kažukauskas. GaAs thermal treatment with fullerenes. *Materials Science in Semiconductor Processing*, **11** (2008) 63-69.

Moksliniai pranešimai konferencijose

K1. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, Carrier transport in GaN single crystals and radiation detectors investigated by thermally stimulated spectroscopy, International Conference on Solid State Crystals - Material Science and Applications and 7th Polish Conference on Crystal Growth, General Meeting of Polish Society for Crystal Growth, May, 16 - 20, 2004, Kościelisko, Zakopane, Poland.

K2. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, Effect of trap levels and defect inhomogeneities on carrier transport in SiC crystals and radiation detectors, 12th International Symposium on ultrafast phenomena in Semiconductors (12-UFPS), 22-25 August, 2004 Vilnius, Lithuania.

K3. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, Investigation of carrier transport in GaN single crystals and radiation detectors by thermally stimulated methods, 12th International Symposium on ultrafast phenomena in Semiconductors (12-UFPS), 22-25 August, 2004 Vilnius, Lithuania.

K4. J.Vaitkus, E.Gaubas, V.Kazukauskas, **V.Kalendra**, P.Pobedinskas, A.Zukauskas, P.Gibart, A.Blue, J.Grant, Properties of 12 micron thick epitaxial GaN irradiated up to $1e16\text{ cm}^2$ by 24 GeV protons, 6th RD 50 – Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders, Helsinki, 2-4 June, 2005.

K5. V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, Apšvitos didelės energijos protonais įtaka 4H-SiC radiacinės spinduliuotės detektorių savybėms, 36-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2005 m. birželio 16-18 d., Vilnius.

K6. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, Šiluma skatinamoji 4H-SiC defektų ir nevienalytiškumų spektroskopija, 36-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2005 m. birželio 16-18 d., Vilnius

K7. J.Vaitkus, E.Gaubas, V.Kažukauskas, **V.Kalendra**, J.Storasta, A.Mekys, A.Blue, J.Grant. Defects and deep centres in the irradiated GaN and the results of last tests, 7th RD50 – Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders, CERN, 14-16 November, 2005.

K8. J.Vaitkus, J.P.Grant, E.Gaubas, V.Kažukauskas, **V.Kalendra**, G.Pobedinskas, S.Sakai, J.Storasta, Properties of irradiated semi-insulating GaN, 8th RD50 - Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders, Prague, 25-28 June, 2006.

K9. V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, Variation of the properties of 4H-SiC radiation detectors upon irradiation by 24 GeV protons, Advanced Optical Materials and Devices, 27-30 August, 2006, Vilnius, Lithuania.

K10. V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, Influence of irradiation by 24 GeV protons on the properties of 4H-SiC radiation detectors, 17 European Conf. on Diamond, Diamond-Like Materials, Carbon Nanotubes, and Nitrides - Diamond 2006, 3-8 September 2006, Estoril, Portugal.

K11. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, Thermally stimulated carrier transport in GaN single crystals and radiation detectors and effect of the irradiation by high-energy protons, 17 European Conf. on Diamond, Diamond-Like Materials, Carbon Nanotubes, and Nitrides - Diamond 2006, 3-8 September 2006, Estoril, Portugal.

K12. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, Charge carrier transport in high resistivity GAN for ionizing radiation detectors. Spinduliuotės sąveika su medžiaga ir jos naudojimas technologijoje 2006, rugsėjo 28-30 d. KTU, Kaunas.

K13. J.Vaitkus, E.Gaubas, A.Kadys, **V.Kalendra**, V.Kažukauskas, A.Mekys, J.Storasta, A.Uleckas, E.Žąsinas, The steady and transient photoconductivity, and related phenomena investigation in the neutron irradiated Si, 10th RD50 - Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders, Vilnius, Lithuania, 3-6 June, 2007.

- K14.** V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus, GaN detektorių apšvitos didelės energijos protonais efektai. 37-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija (LNFK 37), 2007 m. birželio 11-13 d. Vilnius.
- K15.** V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, Ch. Bumby, A. B. Kaiser, Anglies nanovamzdelių ir polistireno kompozitų elektrinio laidumo tyrimas. 37-oji Lietuvos nacional. fizikos konf. (LNFK 37), 2007 m. birželio 11-13 d. Vilnius.
- K16.** V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Influence of irradiation by high-energy protons on GaN detectors. 13th Int. Symp. on Ultrafast Phenomena in Semiconductors (13 UFPS). 26-29 August, 2007, Vilnius, Lithuania.
- K17.** V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, Ch. Bumby, A. B. Kaiser. Electrical conductivity of composites of carbon nanotubes and polystyrene. 13th Int. Symp. on Ultrafast Phenomena in Semiconductors (13 UFPS). 26-29 August, 2007, Vilnius, Lithuania.
- K18.** V. Kažukauskas, R. Jasiulionis, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Variation of the Properties of GaN Radiation Detectors upon Irradiation by 24 GeV Protons. 9-th Int. Conf. “Advanced Materials and Technologies”, August 27-31, 2007, Palanga (Lithuania).
- K19.** V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, R. Jasiulionis, J.-V. Vaitkus. Effects of the High-Energy Proton Irradiation on the Properties of GaN Ionizing Radiation Detectors. 34th Int. Symp. on Compound Semiconductors (ISCS 2007). 15 – 18 October, 2007, Kyoto, Japan.
- K20.** V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, Ch. Bumby, A. B. Kaiser. Electrical Conductivity of Carbon Nanotubes and Polystyrene Composites. 34th Int. Symp. on Comp.Semicond. (ISCS 2007). 15-18 October, 2007, Kyoto, Japan.
- K21.** **V. Kalendra**, V. Kažukauskas, J.-V. Vaitkus. Photoelectrical defect spectroscopy in Si diodes irradiated with neutrons. International 10-th Summer School-Conference „Advanced Materials and Technologies“. 27-31 August, 2008, Palanga, Lithuania.
- K22.** V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, R. Jasiulionis, J.-V. Vaitkus. Modification of the properties of GaN ionizing radiation detectors by 24 GeV

proton irradiation. EXMATEC 2008. 9th International Workshop. 1 – 4 June 2008, Lodz, Poland. Technical University of Lodz, 2008.

K23. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J.-V. Vaitkus. Carrier transport in SiC crystals and radiation detectors as affected by defect traps and inhomogeneities. EXMATEC 2008. 9th International Workshop. 1 – 4 June 2008, Lodz, Poland. Technical University of Lodz, 2008.

K24. **V. Kalendra**, E.Gaubas, V. Kažukauskas, E. Žašinas, J.Vaitkus. Photoconductivity spectra and deep levels in the irradiated p⁺-n-n⁺ Si detectors. 7th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials Detectors and Devices. 15-17 October 2008, Florence, Italy.

K25. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, Ch. Bumby, B. Ludbrook, A.B. Kaiser. Electrical properties of composites of polystyrene and carbon nanotubes. 3rd International Conference on Surfaces, Coatings and Nanostructured Materials (NanoSMat) 21-24 October, 2008, Barcelona, Spain.

K26. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, J. V. Vaitkus. Deep defect level spectra in the neutron irradiated Si ionizing radiation detectors. 15th Semiconducting and Insulating Materials Conference, June 15-19, 2009, Vilnius, Lithuania.

K27. **V. Kalendra**, V. Kažukauskas, J.-V. Vaitkus. Neutronais apšvitintų p⁺-n-n⁺ Si detektorių fotolaidumo spektrai ir defektų lygmenys. 38-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija (LNFK 38), 2009 m. birželio 8-10 d. Vilnius.

K28. V. Kažukauskas, **V. Kalendra**, Ch. Bumby, B. Ludbrook, A.B. Kaiser. Investigation of electrical properties of carbon nanotubes and polystyrene composites. 25th International Conference on Defects in Semiconductors (ICDS-25), July 20-24, 2009, St. Petersburg, Russia.

K29. **V. Kalendra**, V. Kažukauskas, J.V. Vaitkus. Influence of irradiation by neutrons on the properties of p⁺-n-n⁺ Si radiation detectors. (ICDS-25), July 20-24, 2009, St. Petersburg, Russia.

K30. **V. Kalendra**, V. Kažukauskas, J. V. Vaitkus. Influence of irradiation by neutrons on the properties of p⁺-n-n⁺ Si radiation detectors. International 11-th Summer School-Conference „Advanced Materials and Technologies“. 27-31 August, Palanga, Lithuania. Kaunas University of Technology, 2009.

1. Literatūros apžvalga

1.1 Medžiagos jonizuojančiosios spinduliuotės detekcijai

Tarp medžiagų alternatyvių siliciui, galinčių toleruoti didelių energijų spinduliuotę, tyrimų pradžioje tinkamiausiu buvo laikomas silicio karbidas (SiC). Šios medžiagos didžiavaržiai sluoksniai, o taip pat ir tūriniai kristalai buvo išsamiai tyrinėjami per pastaruosius metus. Pirmąją didelio grynumo SiC medžiagą pagamino amerikiečių kompanija „Cree“, gaminanti epitaksinius SiC sluoksnius, tinkančius didelės galios prietaisams. Taip pat „Cree“ augina tūrinius SiC kristalus, naudojamus kaip padėklų medžiagas InGaN optoelektronikos prietaisų gamyboje. Kitos naujos medžiagos, tinkančios detektorių gamybai, yra III grupės nitridai, tokie kaip galio nitridas (GaN). GaN turi platų draustinių juostų tarpą ir yra tinkamas ultravioletinės šviesos šviestukų ir lazerių gamybai. Hidrogenizuotas amorfinis silicis (a-Si: H) ir amorfinis SiC (a-SiC) taip pat yra tinkami detektorių gamybai. Šiuo metu CERN RD50 programoje yra vykdoma minėtų medžiagų analizė. Atliekami krūvio pernašos, pagavimo, poliarizacijos ir rekombinacijos reiškinių tyrimai, taip pat analizuojama jonizuojančiosios spinduliuotės įtaka bandinių elektriniams parametrams.

Svarbiausių puslaidininkių, tinkančių LHC detektorių sukūrimui, elektrinių ir mechaninių parametrų palyginimas yra pateiktas 1 lentelėje [1]. Šios medžiagos yra naudojamos tiek jonizuojančiosios spinduliuotės detekcijai, tiek nagrinėjamos šių medžiagų perspektyvos aukštų energijų dalelių detektorių, veikiančių „karštoje“ LHC apšvitos aplinkoje, gamybai. Dėl didelio medžiagos tankio, plataus draustinių energijų tarpo GaN, SiC ir amorfinis silicis (a-Si) yra aktualiausios medžiagos. Taip pat paminėti didesnės atominės masės puslaidininkiniai junginiai, skirti detektuoti Rentgeno ir gama spinduliuotei. Detalesnį šių medžiagų aptarimą galima rasti [2].

1 lentelė. Medžiagų, naudojamų jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių formavimui, parametrų palyginimas [pagal 1].

	Deimantas	Si	a-Si(H)	4H-SiC	6H-SiC	GaN	GaAs
Z	6	14	14	14/6	14/6	31/7	31/33
E_g (eV)	5,5	1,2	1,7	3,3	3,03	3,39	1,4
μ_e (cm ² /Vs)	1800-2200	1450	1-10	800-1000	370	1000	≤8500
μ_h (cm ² /Vs)	1200-1600	450	0.01-0.005	50-115	50	30	≤400
Elektronų dreifo sotes greitis (cm/s)	$2,7 \times 10^7$	10^7	-	$2,0 \times 10^7$	$2,0 \times 10^7$	-	$1,2 \times 10^7$
Visiškos jonizacijos energija (eV)	43	13-20	-	21,8	-	10-20	10
Tankis (g/cm ³)	3,5	2,3	2,3	3,2	-	6,2	5,3
Pramušimo laukas (MV/cm)	10	0,5	-	4	2,4	-	-

Naujų puslaidininkinių detektorių medžiagų tyrimai yra sutelkti į tai, kaip jie galės veikti, didelės energijos jonizuojančiosios spinduliuotės aplinkose, kai greitųjų hadronų įtėkis bus didesnis, nei 10^{16} cm⁻².

Detali reiškinių, vykstančių spinduliuotės pažeistuose detektoriuose, analizė yra komplikauta ir specifinė kiekvienai medžiagų sistemai arba prietaiso konstrukcijai. Detektoriaus degradacija, paveikus spinduliuote, gali atsirasti dėl įvairių tarpusavyje susietų procesų: i) krūvininkų dreifo nuotolio sumažėjimo, dėl elektronų arba skylių judrio ir gyvavimo trukmės sandaugos mažėjimo, ii) krūvininkų dreifo trukmės išaugimo dėl sumažėjusio judrio, iii) elektrinio lauko prasiskverbimo nuotolio sumažėjimo dėl krūvininkų tankio didėjimo, nulemiančio erdvinio krūvio srities susiaurėjimą, iv) papildomo erdvinio krūvio srities susidarymo prietaise.

1 lentelėje yra pateikti svarbiausių medžiagų, naudojamų dalelių detektorių formavimui, parametrai. Deimantas priskirtinas ypatingų medžiagų kategorijai, kuri labiausiai tiktų itin intensyvios spinduliuotės detektorių kūrimui. Tačiau deimante apšvita didelių energijų dalelėmis sukelia anglies atomų branduolių virsmus, kai susidaro didelės azoto koncentracijos. Ilgo spinduliuotės poveikio pasekoje azoto priemaišų tankis tampa didelis. Todėl mažėja krūvio surinkimo efektyvumas detektoriuje, ir jis tampa nebetinkamas naudojimui dėl funkcinių parametrų visiško degradavimo, kintant laidumo tipui ir sandūros barjerams. Deimanto tyrimai dalelių trajektorijų detektoriams gaminti buvo vykdyti CERN RD42 programoje ir yra aptarti apžvalgose [3, 4].

Šio disertacinio darbo tyrimų pradžioje SiC buvo laikomas viena iš perspektyviausių medžiagų, tinkama detektorių, atsparių jonizuojančiajai spinduliuotei, gamybai ir galinčių pakeisti silicį. Preliminarūs tyrimai parodė, kad tūriniai SiC kristalai toleruoja didelius jonizuojančiosios spinduliuotės įteklius. Bet poliarizaciniai efektai ir kristalo augimo defektų (mikrotuštumų ir dislokacijų) didelės koncentracijos riboja krūvio pernašą tūrinėje medžiagoje. Pastaruoju metu, išstobulinius epitaksinių SiC sluoksnių auginimo technologiją, tapo įmanoma užauginti didžiavaržius sluoksnius, kurių sluoksnio storis viršija 50 mikronų [4].

Palyginus su kitomis medžiagomis, GaN taip pat yra tinkamas jonizuojančiosios spinduliuotės detekcijai, kadangi kristale vyrauja stiprūs joniniai ryšiai tarp atomų. Dėl didelio medžiagos tankio GaN galėtų toleruoti intensyvią apšvitą. Pagrindiniai apribojimai, susiję su šios medžiagos epitaksinių sluoksnių auginimu, yra sąlygoti: i) safyro padėklo, ii) auginamo kristalo ir padėklo sąlyčio defektais, ir iii) dideliu dislokacijų tankiu dėl GaN ir safyro (Al_2O_3) gardelių konstantų neatitikties. Gardelės konstantų (Al_2O_3 – 4,758 Å, GaN – 5,185 Å) neatitikimas tarp auginamo sluoksnio ir padėklo lemia, kad auginimo metu galio nitride gali susidaryti didelis sraigtnių dislokacijų tankis, nulemiantis kolonėlinę darinio sandarą. Nanostruktūrų pagrindu gaminamiems šviestukams šis defektų tankis nėra svarbus. Tačiau plonuose epitaksiniuose sluoksniuose, naudojamuose bandomųjų spinduliuotės

detektorių gamybai, išplitę defektai, tokie kaip mikroplyšiai, nepriimtina blogina prietaiso funkcinis parametras. Pirmieji jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių, pagamintų iš epitaksinių GaN sluoksnių, tyrimai buvo atlikti CERN RD50 programoje, ir rezultatai yra paskelbti [5, 6, 7].

Kita alternatyvi galio pagrindu pagaminta medžiaga yra galio arsenidas. Ji buvo tyrinėta anksčiau, pritaikant didelės energijos spinduliuotės detekcijai (CERN programa RD8, [8, 9]). Tyrimai, kuriuose buvo susitelkta ties didžiavaržiu GaAs buvo nesėkmingi, nes buvo gana trumpa pagrindinių krūvininkų gyvavimo trukmė (<10 ns), sąlygota kristalo augimo (EL2) defektų [10]. Pastaruoju metu, gaminant epitaksinius GaAs rentgeno spinduliuotės detektorius, buvo pasiekta žymi pažanga [11, 12], auginant tūrinius GaAs kristalus, įterpiant chromą. Chromu kompensuotame GaAs žymiai pagerėja krūvio pernašos parametrai [13].

1.2 Silicio karbidas

Didžiavaržį SiC, tinkantį spinduliuotės detektorių gamybai, galima gauti, auginant tūrinius monokristalus arba epitaksinius sluoksnius. Šiuo metu tūrinių kristalų auginimas yra vienintelis būdas, norint gauti sąlyginai storus monokristalinio SiC sluoksnius (100 - 500 mikronų storio). Tačiau jų kokybė yra gana prasta. Tuo tarpu galima užauginti didelio grynumo epitaksinius SiC sluoksnius, bet sluoksnių storis tesudaro ≤ 50 mikronų. Taigi šiuo metu nei vienu kristalų auginimo būdu gautos medžiagos nėra idealiai tinkamos detektorių gamybai. Tačiau auginimo technologijos sparčiai tobulėja, ir užaugintų SiC kristalų grynumas gerėja. Todėl šio disertacinio darbo tyrimų pradžioje buvo tikimasi, kad stori epitaksinio silicio karbido sluoksniai gali būti vieni iš tinkamiausių detektorių gamybai. Tam turi būti sukurtas greitas ir pigus epitaksinių sluoksnių gaminimo metodas.

SiC elektrinės savybės puikiai tinka spinduliuotės detektoriams, įskaitant dideles pramušimo elektrinio lauko stiprio vertes, didelį jaudrį ir didelį elektronų dreifo sotes greitį. Pagrindiniai 4H ir 6H SiC medžiagų parametrai

yra pateikti 1 lentelėje. Platus SiC draustinių juostų tarpas lemia labai mažas tamsines sroves ir leidžia prietaisui veikti aukštose temperatūrose, iki 700 °C imtinai. 6H SiC elektronų judris yra 300 cm²/Vs. Žymiai didesnis elektronų judris yra 4H SiC – 800 - 1000 cm²/Vs, ir tai daro šį 4H SiC, medžiagos politipą tinkamesnį prietaisų kūrimui. SiC pasižymi didele visiškos atomo jonizacijos energija (21,8 eV), kuri galėtų lemti didelį atsparumą jonizuojančiajai spinduliuotei.

Tūrinio silicio karbido paklausa yra didelė, kadangi jį galima naudoti aukštos kokybės padėklams, auginant SiC ir GaN aukštos kokybės kristalus mikroelektronikai. Auginant didžiavaržį SiC, medžiaga legiruojama vanadžiu, kaip amfoterine priemaiša. Norint užauginti didelio ploto monokristalinį SiC buvo sukurtos įvairios auginimo technologijos, įskaitant patobulintą Lely metodą [14] ir nusodinimą iš garų fazės [15, 16, 17]. Firma „Cree“ ir keletas kitų gamintojų (SiXON, Streling, Nippon, Steel) komerciniam SiC padėklų auginimui naudoja garų fazės medžiagos nusodinimo technologiją. „Okmetic“ neseniai pasiūlė alternatyvų aukštos temperatūros garų cheminį nusodinimą, kuriuo galima išauginti aukštos kokybės didžiavaržę medžiagą. Komerciniai didžiavaržiai SiC sluoksniai daugiausia yra gaminami 4H tipo. „Cree“, kaip dominuojantis rinkos tiekėjas, pateikia prekybai 3 colių skersmens sluoksnius. Tačiau didžiavaržiai sluoksniai turi nepakankamą vienalytiškumą, ypač dėl nevienodo vanadžio pasiskirstymo išilgai plokštelės diametro. Dėl gausių vanadžio priemaišų didžiavaržėje medžiagoje varžos tyrimai parodė reikšmingus pakitimus, ypač artėjant prie plokštelės krašto [18]. Varžos matavimai, naudojant nuimamus grafitinius elektrodus, buvo panaudoti kaip spartus sluoksnių kokybės ir vienlytiškumo įvertinimo metodas [19].

Didžiavaržė epitaksinė SiC medžiaga paprastai yra *n* tipo, kurioje krūvininkų tankis yra nuo 5×10¹⁴ iki 5×10¹⁵ cm⁻³. Tokie sluoksniai yra iki 50 mikronų storio. Epitaksiniai sluoksniai yra auginami ant 1 mikrono storio buferinių sluoksnių, užaugintų ant mažos varžos *n* tipo 4H-SiC padėklų. Dislokacijų tankis tokiuose sluoksniuose gali būti labai mažas: ~30 cm⁻². Didele auginimo sparta pasižyminti cheminio SiC nusodinimo iš garų fazės

technologija yra aprašyta [20] darbe. 4H-SiC epitaksiniai sluoksniai, kurių kokybė prilygsta standartinės medžiagos parametrų, buvo užauginti 25-60 mikronų per valandą greičiu [20]. Toks auginimas yra 5-10 kartų spartesnis, nei pasiekiamas standartiniais metodais.

Daug tyrimų buvo atlikta, keičiant silicio karbido elektrines savybes amfoteriniu vanadžio legirantu. Šiuose dariniuose buvo aptiktas platus giliųjų lygmenų spektras. Vanadis, būdamas akceptorius, formuoja gilų lygmenį, lokalizuotą draustinių energijų tarpe 0,8 – 1,0 eV nuo laidumo juostos, kurio aktyvacijos energija priklauso dar ir nuo medžiagos politipo [21]. Šie akceptoriai kompensuoja seklius donorus, atsiradusius auginimo procese [22]. Vyraujanti vanadžio donorų būseną priskiriama lygmeniui, nutolusiam nuo laidumo juostos 1,6 – 1,7 eV [23]. Daug autorių yra aprašę giliųjų lygmenų sritis laidžiame silicio karbide, kurias identifiko pasitelkiant giliųjų lygmenų talpinę spektroskopiją (DLTS) ir optinio pralaidumo spektroskopiją. Viena iš T.Dalibor straipsnių [24] aptaria giliųjų defektų DLTS tyrimai 3H, 4H ir 6H silicio karbido politipuose. Giliųjų lygmenų aktyvacijos energijos ir defektų koncentracijos didžiavariame epitaksiniame 4H-SiC Šotkio (*Schottky*) detektoriuje yra aptiriamos [25] darbe.

Kita vertus, tūrinio silicio karbido panaudojimas mikroelektronikoje ir dalelių detektorių gamybai yra ribotas didelio dislokacijų tankio kristale. Taip pat svarbi ir tuštumų bei mikrokaurymių įtaka, nors pastaruoju metu jau įmanoma užauginti kristalus su mažu mikrokaurymių tankiu. Mikrokaurymių skersmuo svyruoja nuo dešimčių nanometrų iki dešimčių mikrometrų. Jos gali lemti SiC prietaisų funkcines savybes, nes gali veikti kaip pagavos centrai arba kaip stipraus elektrinio lauko sritys, lemiančios pramušimą. Mikrokaurymių formavimasis dažnai siejamas su sraigtinėmis dislokacijomis. Spiralinė kaurymių forma buvo identifikuota atominės jėgos mikroskopu [26]. Mikrokaurymių tankis didėja, didėjant kristalo plokštelės skersmeniui. Šiuo metu komerciškai užaugintuose laidžiuose SiC sluoksniuose mikrokaurymių tankiai neviršija 20 cm^{-2} , ir tikimasi, kad bus galima užauginti ir tūrinį SiC, neviršijant 20 cm^{-2} mikrokaurymių tankio.

Defektų tankio įvertinimas SiC gali būti atliktas, įvairiais būdais: iš Rentgeno spinduliuotės sklaidos, registruojant fazinius kitimus, iš elektronų sklaidos spektrų, o taip pat optiniais metodais. Rentgeno spinduliuotės faziniame metode yra naudojamas didelio koherentiškumo fotonų pluoštelis, kuris yra ypač jautrus elektronų tankio kitimui, net ir mažos atominės masės medžiagoje [27]. Optiškai pralaidžiuose plonuose sluoksniuose, poliarizacinė optinė mikroskopija irgi yra efektyvus tyrimo metodas. Registruojant poliarizacinės mikroskopijos atvaizdžius, stebimas dvigubas šviesos lūžis aplink mikrokaurymes ir dislokacijas. Taip buvo ištyrinėti Lely metodu užauginti 4H ir 6H politipai [28], ir buvo nustatytas tokių defektų tankis yra $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-2}$.

Siekiant nustatyti krūvininkų koncentracijas epitaksiniam SiC, buvo atlikti Holo judrio tyrimai. Aukštos kokybės n tipo 6H-SiC kristaluose buvo nustatytos elektronų Holo judrio vertės yra apytiksliai lygios $\sim 200 - 300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ kambario temperatūroje ir $10^3 - 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, esant 50 K temperatūrai [29]. Skylinio laidumo (p tipo SiC) kristaluose skylių judris kambario temperatūroje paprastai yra apie $50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Heksagoninės struktūros silicio karbide yra žymi elektronų judrio anizotropija. Anizotropijos matavimai, atlikti 4H ir 6H monokristaluose, parodė, kad 4H medžiagoje Holo judris c ašies kryptimi buvo didesnis, nei statmena kryptimi, o 6H - atvirkščiai [30].

Krūvininkų rekombinacijos sukelta defektų migracija yra svarbus reiškinys apšvitintame SiC. Buvo aptiktos sanglaudos defektų transformacijos [31, 32], indukuotos lokaliuose rekombinacijos procesuose išsiskiriančia energija. Šie defektų transformacijų efektai gali sumažinti atsparumą spinduliuotei. Siekiant pagerinti puslaidininkinių junginių medžiagų savybes, GaAs technologijoje buvo pasiūlyta naudoti izovalentinį legiravimą [33, 34]. Izovalentinio legiravimo metodas gali būti panaudotas ir SiC auginimo technologijoje, įterpiant nedidelę germanio koncentraciją. Toks bandymas buvo atliktas SiC sluoksniuose, stengiantis panaikinti mikrokaurymes [35].

Pirmieji silicio karbido spinduliuotės detektorių tyrimai buvo atlikti daugiau nei prieš 40 metų, siekiant įvertinti jų panaudojimą neutronų detekcijai branduolinėje energetikoje. SiC diodiniai detektoriai puikiai registravo alfa daleles, net esant 700 °C temperatūrai. Įvairūs tyrėjai pateikė rezultatus apie šiluminių neutronų matavimus, naudojant SiC detektorius, kuriuose jautrumas neutronams buvo užtikrintas, implantuojant berilį arba sudarant ploną ^{235}U sluoksnį. Tačiau tokių prietaisų veikimas buvo labai ribotas dėl kristalo savųjų defektų ir medžiagos užterštumo įvairiomis priemaišomis.

Pastaruoju metu SiC spinduliuotės detektorių tyrimai buvo atnaujinti, kadangi atsirado galimybė užauginti geros kokybės tūrinius ir epitaksinius SiC sluoksnius. Vienus pirmųjų alfa dalelių detektorių tyrimus, naudojant 4 - 8 mikronų storio (legiruoto 10^{15} cm^{-3} koncentracijos azotu) 4H epitaksinį SiC, atliko E.H.Ruddy ir kt. [36]. Didžiausias 8 mikronų prietaiso nuskurdinimas buvo gautas, prijungus 60 V įtampą, taip užtikrinant didžiausią jautrį alfa dalelėms. Buvo pagaminti du tipai diodinių darinių, sukuriant nikelio Šotkio kontaktus arba sudarant $p^+ - n$ sandūras. Naudojant prietaisą su Šotkio sandūra, buvo gautas geresnis jautris alfa dalelėms.

Panašūs alfa dalelių ir mažiausios jonizuojančiosios dalelės (*Minimum Ionizing Particle*, MIP) atsako matavimai prietaisuose, pagamintuose iš 4H SiC epitaksinių sluoksnių, buvo atlikti „Alenia Marconi Systems“ [37, 38, 39]. Detektoriai buvo pagaminti naudojant Au Šotkio sandūras 50 mikronų storio sluoksniuose, legiruotuose azotu, keičiant priemaišos koncentraciją $9 \times 10^{14} - 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Iš talpos tyrimų epitaksinio SiC dariniuose atskleista, kad legiravimo lygis kinta sluoksnio storįje. Arti Šotkio sandūros gauta mažiausia vertė yra $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Didžiausias 21 mikrono prietaiso nuskurdinimas buvo gautas, prijungus 400 V įtampą. Išmatuotas 5,49 MeV ir 2 MeV energijos alfa dalelių krūvio surinkimo efektyvumas tokiuose detektoriuose buvo lygus 100 proc. Šiuose tyrimuose nebuvo pastebėta jokių defektų lygmenų užpildos kitimų ar poliarizacijos efektų, esant prijungtoms įtampoms, aukštesnėms nei 500 V. Tai patvirtina, kad šioje medžiagoje nėra didelės gaudyklių koncentracijos. A.M. Ivanov ir kt. [40] gavo panašius alfa dalelių spektrus su

pakankamu jautriu, kuriuose matoma ^{241}Am smailės substruktūra. Kai nėra prijungtos įtampos, sėkmingas SiC alfa dalelių detektorių veikimas parodo, kad pakankamas surenkamo krūvio signalas gali būti gaunamas ir mažo krūvininkų difuzijos ilgio silicio karbide, kai išmatuoti skylių difuzijos nuotoliai lygūs 11 mikronų [40, 41].

Prietaisų, pagamintų iš medžiagų, turinčių ypač mažą defektų tankį, atsakas į mažiausią jonizuojančiąją dalelę buvo aptartas [42]. Šiuose tyrimuose panaudotas 40 mikronų storio 4H-SiC, užaugintas Kristalų auginimo institute Berlyne. Gauta, kad, esant legiranto koncentracijai $6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, darinio visiškas nuskurdinimas gaunamas prijungus 60 V įtampą.

Taip pat buvo nagrinėjami SiC spinduliuotės detektorių taikymai mažos energijos Rentgeno spinduliuotės spektroskopijoje ir spinduliuotės dozimetrijoje. Aukštose temperatūrose (virš $100 \text{ }^\circ\text{C}$), atliekant mažos energijos ($< 20 \text{ keV}$) Rentgeno spinduliuotės spektro matavimus, dėl mažesnės nuotėkio srovės silicio karbide, buvo jautriau registruojami signalai, nei silicio detektoriais [43, 44]. Tiriant 4H-SiC Šotkio diodus su SiC-Au sandūra, ties 340 K buvo gautas 17 pA/cm^2 srovės tankis, t.y. daugiau nei du kartus mažesnis, nei komerciniuose silicio prietaisuose. Kambario ir $100 \text{ }^\circ\text{C}$ temperatūrose, matuojant mažos energijos Rentgeno spinduliuotės fotonų spektrines smailes, naudojant ^{241}Am šaltinį, buvo gauti patikimi rezultatai. Epitaksinio 4H-SiC dozimetruose signalas tiesiškai priklauso nuo dozės ir yra aprašytas [45]. Tokių detektorių jautris prilygsta komercinės jonizacinės kameros jautriui. 30 mikronų storio SiC Šotkio diode buvo gautas $14,1 \text{ nC/Gy}$ jautris, naudojant ^{60}Co spinduliuotės šaltinį, kai dozė augo iki 1 Gy. SiC dozimetų charakteristikos gali prilygti silicio fotodiodų charakteristikoms, bet Si dozimetrai nėra tokie atsparūs spinduliuotės poveikiui. Todėl reikalingi tolimesni tyrimai, siekiant išsiaiškinti pataisos faktorius, atsirandančius naudojant dozimetrus, pagamintus SiC pagrindu.

Palyginus su epitaksiniu SiC, prietaisai pagaminti iš tūrinės medžiagos, yra žymiai mažiau ištirti. Potencialiai, iš tūrinio silicio karbido galima paprasčiau pagaminti storesnius detektorius. Tačiau, palyginus su epitaksiniais

sluoksniais, prastos krūvio pernašos charakteristikos tūrinėje medžiagoje labai riboja tokių prietaisų gamybą. Sistemingi tyrimai yra reikalingi, norint iširti ryšį tarp legiravimo lygio ir krūvininkų gyvavimo trukmės didžiavaržėse medžiagose.

Vieni iš pirmųjų alfa dalelių atsako matavimai buvo atlikti tūriniuose SiC detektoriuose pagamintuose iš 310 mikronų storio didžiavaržės 4H medžiagos, užaugintoje „Cree“ [46]. Ominė sandūra buvo pagaminta, naudojant aliuminį, o išmatuota savitoji varža buvo lygi $5 \times 10^{10} \Omega \text{cm}$. Alfa dalelių, spinduliuojamų ^{90}Sr šaltinio, energijų spektras atitinka Landau skirstinį, kuriame didžiausios tikimybės signalo amplitudė ekvivalenti 1950 elektronų, esant prijungtai 500 V įtampai 310 mikronų storio didžiavaržės 4H medžiagos SiC detektoriuose. Dėl krūvininkų pagavimo į giliuosius lygmenis maksimalus krūvio surinkimo efektyvumas šiame prietaise buvo tik 12 proc. [46].

Detektoriais, pagamintais firmoje „CREE“ 6H-SiC pagrindu, naudojant 100 mikronų storio didžiavaržį sluoksnį, registruojamas alfa dalelių spektras yra aprašytas [47]. 100 nm storio nikelio elektrodai buvo pagaminti naudojant garinimą. Krūvio surinkimo efektyvumas šiuose detektoriuose buvo 60 proc., esant prijungtai 600 V įtampai. Komercinių SiC UV fotodiodų, pagamintų firmoje „Cree“, charakteristikos po apšvitos gama spinduliuote, aukštų energijų protonais ir neutronais yra aprašytos darbe [48] ir [49] apžvalgoje. Testai su intensyviais ^{60}Co šaltiniais, kai pasiekama apšvitos dozė iki 980 kGy, parodė, kad gama signalo atsako amplitudė sumažėja 10 proc., ir išauga nuotėkio srovė. Šiluminių neutronų spinduliuotės poveikis 4H-SiC Šotkio diodų parametrų kitimai išnagrinėti [50] darbe, kur pastebėtas žymus krūvio surinkimo efektyvumo sumažėjimas, kai šiluminių neutronų įtėkiai buvo didesni nei $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$.

1.3 Galio nitridas

Spartus galio nitrido epitaksinių sluoksnių auginimo technologijų vystymasis padarė šią medžiagą tinkama didelės galios elektroninių prietaisų

gamybai. Tokie GaN prietaisai gali veikti aukštose temperatūrose. GaN pradėtas plačiai naudoti ir optoelektronikos prietaisų gamybai [51, 52]. Didžiavaržis GaN yra perspektyvi medžiaga UV spinduliuotės detektorių gamybai. Dėl didelio medžiagos tankio ir aukštos pramušimo įtampos GaN gali būti naudojamas ir jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių kūrimui.

Šiuo metu detektorių gamybai naudojami didžiavaržio GaN ploni epitaksiniai sluoksniai, užauginti ant safyro padėklų. Naujos auginimo technologijos, įgalinančios užauginti GaN kristalus su mažu dislokacijų tankiu ($<10^6 \text{ cm}^{-2}$), panaudojant buferinį sluoksnį tarp safyro ir GaN, dar vystomos. Galio nitrido su mažu dislokacijų tankiu panaudojimas UV fotodetektoriams yra aptartas [53]. Ant safyro padėklų cheminio garų nusodinimo iš metalo-organinių šaltinių (MOCVD) metodu užaugintų GaN epitaksinių sluoksnių tyrimai yra aprašyti [54]. Šių sluoksnių kompensacijos sąlygos ir savitoji varža buvo keičiami, auginimo metu varijuojant padėklo temperatūrą ir galio garų srautą, nenaudojant papildomo legiravimo. Tokiu būdu užaugintas didžiavaržis epitaksinis galio nitridas buvo 2 - 2,5 mikronų storio, o pusiausvyrų krūvininkų koncentracija buvo $\sim 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Pirmieji spinduliuotės detektorių tyrimai buvo atlikti, naudojant plonus (2 mikronų) didžiavaržio GaN epitaksinius sluoksnius, užaugintus ant safyro padėklo. Šotkio detektorių atsakas, registruojant alfa daleles ir protonus, yra aptartas [5, 6, 7], kur buvo pasiektas krūvio surinkimo efektyvumas artimas 100 proc.

Šiuo metu nėra pakankamai duomenų apie GaN atsparumą spinduliuotei. Todėl išlieka susidomėjimas spinduliuotės detektorių ir optoelektronikos prietaisų GaN pagrindu gamybos galimybėmis. Atliekant panašius tyrimus ir naudojant 1400 keV energijos elektronus, buvo išmatuota visiškos jonizacijos energija lygi 19,2 eV, kuri žymiai didesnė nei GaAs ir yra artima SiC parametrui [55]. Fotoluminescencijos ir krūvininkų gyvavimo trukmės tyrimais buvo nustatyta spinduliuotės poveikio įtaka GaN epitaksiniam sluoksniams, išaugintiems cheminio garų nusodinimo iš metalo-organinių šaltinių (MOCVD) būdu, palyginant su minėtomis charakteristikomis,

išmatuotomis bepadėkliniuose 500 mikronų storio GaN bandiniuose, išaugintuose hidridinės garų fazės epitaksijos (HVPE) būdu [56]. Esant dideliems neutronų įtekiam, atsiranda nespindulinės rekombinacijos centrai, kurie sumažina fotoluminescencijos juostų intensyvumą šioje medžiagoje. Todėl reikalingi tolimesni tyrimai, norint išanalizuoti tokių kristalų augimo sandaros netvarkumą ir spinduliuotės sukurtus defektus.

Plonų padėklų spinduliuotės detektoriuose nebuvo pastebėtas žymus krūvio surinkimo efektyvumo sumažėjimas, apšvitinus 600 Mrad dozės 10 keV energijos Rentgeno spinduliuote [57]. Tačiau pirmieji duomenys, gauti tyrinėjant plonus epitaksinius GaN sluoksnius, parodė žymų krūvio surinkimo efektyvumo (*Charge Collection Efficiency, CCE*) sumažėjimą, paveikus alfa dalelių spinduliuote, kai neutronų įtekis didesnis nei 10^{14} cm^{-2} [58]. CCE, išmatuotas 2,5 mikrono GaN prietaise, sumažėjo nuo 80 proc., kai alfa dalelių įtekis $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, iki mažiau nei 10 proc., kai įtekis 10^{15} cm^{-2} . Krūvio surinkimo efektyvumo sumažėjimas nebuvo toks žymus protonais apšvitintame didžiavaržiam GaN,- CCE buvo lygus 14 proc., kai įtekis $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ [59, 60]. Tačiau šie duomenys neabejotinai yra įtakoti žymios defektų generacijos tokia maža aktyviame darinio storyje. Panašūs duomenys gauti 12 mikronų GaN detektoriuose, kur buvo aptiktas spartus krūvio surinkimo efektyvumo (CCE) mažėjimas alfa dalelių poveikyje,- CCE yra 35 proc., esant 10^{16} cm^{-2} įtekiui. Kadangi dėl technologinės pažangos GaN, galima išauginti vis didesnio storio kristalus, reikalingi tolimesni sistemingi tyrimai.

Pagrindinis iššūkis galio nitrido augintojams - pagaminti aukštos kokybės, storus didžiavaržio GaN sluoksnius. Šiuo metu komerciškai užauginto didžiavaržio epitaksinio sluoksnio storis yra mažiau nei 20 mikronų. Viena pirmųjų monokristalinio GaN auginimo technologijų, kai naudojamas didelis slėgis ir aukšta temperatūra buvo sukurta Varšuvoje [61]. Tačiau tokiu metodu galima užauginti plokšteles, kurių skersmuo tik apie 4 cm. Pastaruoju metu sparčiai vystėsi epitaksinio GaN auginimo technologija, o bepadėklinius laidžius GaN sluoksnius galima užauginti hidridinės garų fazės epitaksijos (HVPE) metodu. Moksliniuose žurnaluose yra nemažai straipsnių, aprašančių

bepadėklinių laidžių GaN sluoksnių auginimą HVPE metodu ir taip išaugintų sluoksnių analizę [62, 63, 64]. Komeraciniai tiekėjai, tokie kaip „Lumilog“, šiuo metu užaugina 400 mikronų storio ir 2 colių skersmens n tipo bepadėklinį GaN. Artimiausiu metu bus galima užauginti panašių matmenų didžiavaržius bepadėklinius sluoksnius. Vadinasi, GaN ateityje gali būti panaudoti kaip spinduliuotės detektoriai. Tačiau GaN detektorių atsparumas spinduliuotei, kai neutronų įtėkiai didesni nei 10^{14} cm^{-2} , ir maža pramušimo lauko vertė epitaksiniam didžiavaržiam GaN reikalauja tolimesnių tyrinėjimų, įskaitant MOCVD ir HVPE auginimo technologijų tobulinimą.

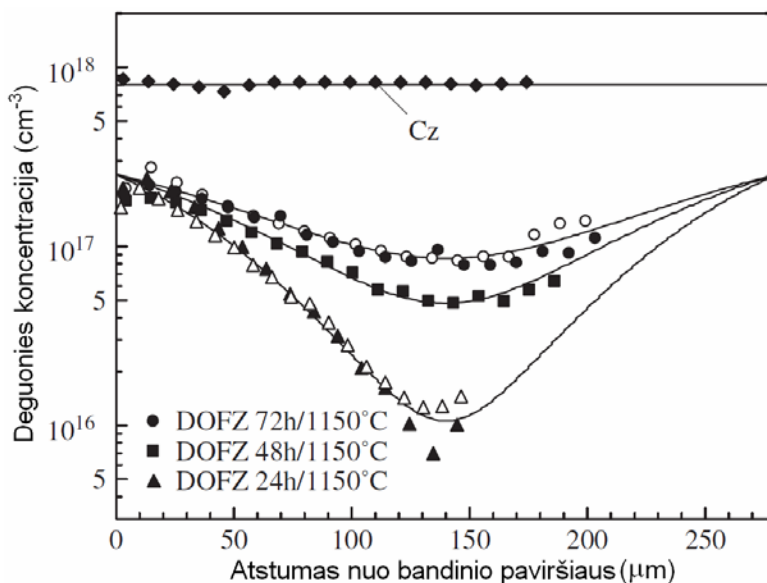
1.4 Silicis

Čochralskio (*Czochralski, Cz*) būdu ir magnetiniame lauke Čochralskio metodu (*Magnetic Czochralski, MCz*) suformuotas Si dėl auginimo ypatybių turi žymiai didesnes deguonies koncentracijas, nei zoniniu lydumu (*Float Zone, FZ*) bei deguonimi priemaišintas, zoniniu lydumu (*DOFZ, Diffusion Oxygenated Float Zone*) išaugintas silicis [65]. 1.1 pav. yra pavaizduotas deguonies koncentracijos kitimas Cz ir DOFZ Si darinių gylyje [66], nustatytas matuojant antrinių jonų masių spektroskopijos (SIMS) būdu [67].

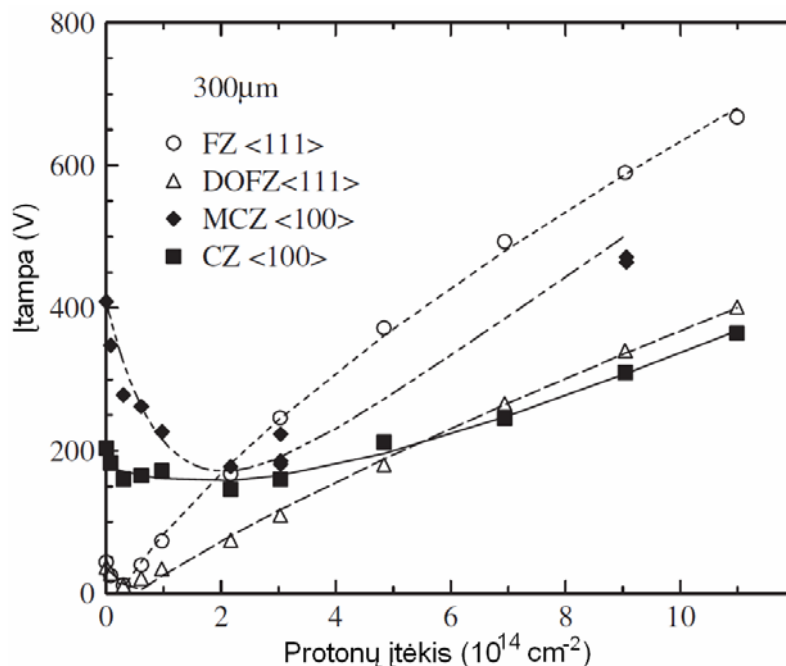
Cz silicio detektoriai sėkmingai buvo pagaminti „CiS“ (Vokietija), Helsinkio technologijų universitete (Suomija), „CNM“ (Ispanija), „IRST“ (Italija) ir „BNL“ (JAV). Keletas apšvitinimo eksperimentų buvo atlikta paveikiant Si medžiagas reaktoriaus neutronais [68], apšvitinant 10, 20 ir 30 MeV [69] bei 23 GeV/c [70, 71] energijos protonais, 190 MeV pijonais [72], 900 MeV elektronais [73] ir ^{60}Co gama spinduliuote [68]. Buvo aptikti kai kurie MCz ir ypač Cz silicio pranašumai FZ ir DOFZ silicio parametrų kaitos atžvilgiu.

Skirtingais būdais išauginto silicio diodinių darinių visiško bazės nuskurdinimo krūvininkais įtampos priklausomybės nuo įtėkio [73], po apšvitos 23 GeV/c energijos protonais, yra pavaizduotos 1.2 pav. Palyginant FZ ir DOFZ silicio detektorių charakteristikas, galima pastebėti stipriai

sumažėjusią nuskurdinimo įtampą deguonimi priemaišintose medžiagose. Vienintelis Cz Si privalumas yra tai, kad apšvitinimo metu bendras nuskurdinimo įtampos kitimas yra mažesnis, užtikrinantis stabilesnes detektoriaus funkcinės charakteristikas. Didelis n tipo Cz ir MCz silicio pranašumas atsispindi tik subtilesniuose eksperimentuose, analizuojant elektrinio lauko persiskirstymą apšvitinto detektoriaus bazėje ir matuojant krūvio surinkimo efektyvumą. Krūvio pernašos matavimais buvo parodyta, kad abi medžiagos nepatiria laidumo tipo inversijos (erdvinio krūvio ženklas visame tūryje išlieka nepakitęs) kol efektinės pagavos trukmės yra labai artimos pagavos trukmių vertėms standartiniame ir DOFZ Si [70]. Šie rezultatai turėtų būti patvirtinti ir papildyti toliau atliekant detalesnius krūvio surinkimo efektyvumo matavimus paprastuose ir segmentiniuose prietaisuose, kad būtų galima suprasti dvigubos sandūros efektų reikšmę Cz silicyje. Ši medžiaga puikiai tinka gaminti pigiems, spinduliuotei atspariems planarinės struktūros $p^+ - n - n^+$ detektoriams.



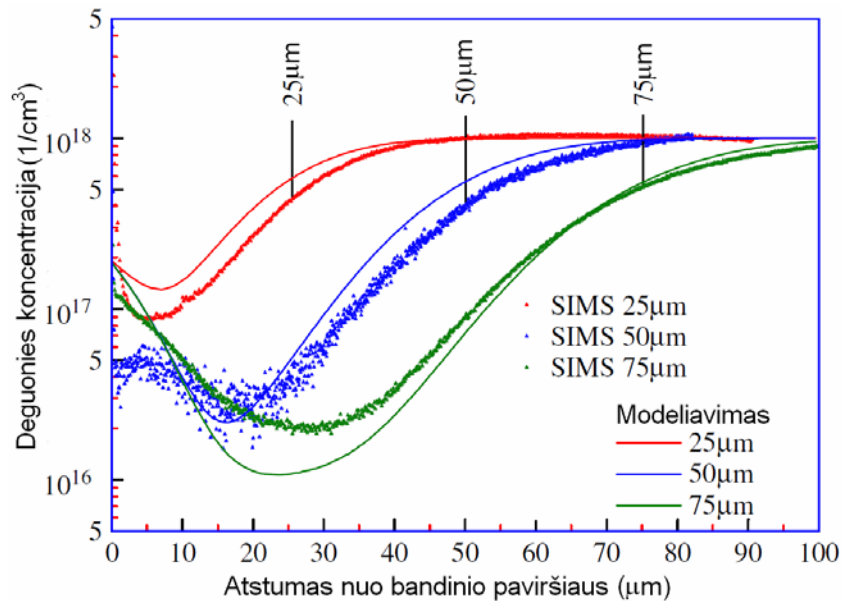
1.1 pav. Deguonies koncentracijos kitimas Cz ir DOFZ Si darinių gylje, išmatuotas antrinių jonų masių spektrometru, palyginant Cz ir tris skirtingus DOFZ silicio bandinius [pagal 66].



1.2 pav. Skirtingais būdais išauginto silicio diodinių darinių bazės nuskurdinimo krūvininkais įtampos priklausomybė nuo apšvitos įtėkio, apšvitinus 23 GeV/c energijos protonais [pagal 73].

Skirtingo storio epitaksiniuose silicio sluoksniuose deguonies pasiskirstymas darinio gylyje yra pavaizduotas 1.3 pav. [74]. Galima pastebėti, kad auginimo metu deguonis iš didelio laidžio Cz silicio padėklo yra difundavęs į epitaksinį sluoksnį.

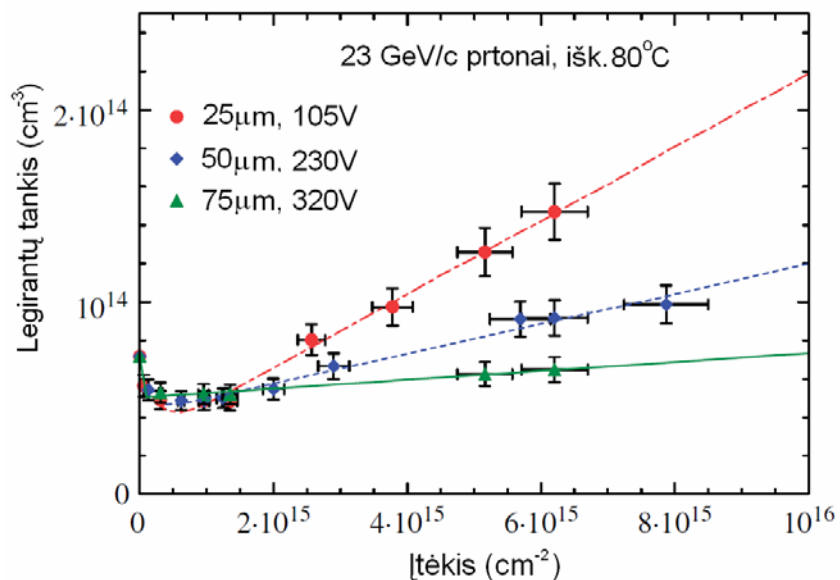
Iš 1.3 pav. pavaizduotų charakteristikų galima spręsti, kad epitaksinio silicio didesnis atsparumas spinduliotei nėra susijęs vien tik su deguonies koncentracija medžiagoje, - jis taip pat yra sietinas su kitomis medžiagos defektų charakteristikomis. Labiausiai tikėtina priežastis yra deguonies dimerai (O_2), kurie auginimo metu difunduoja iš Cz silicio padėklo į epitaksinį sluoksnį. Šios neutralios priemaišos po sąveikos su spinduliote transformuojasi į seklius donorus [75].



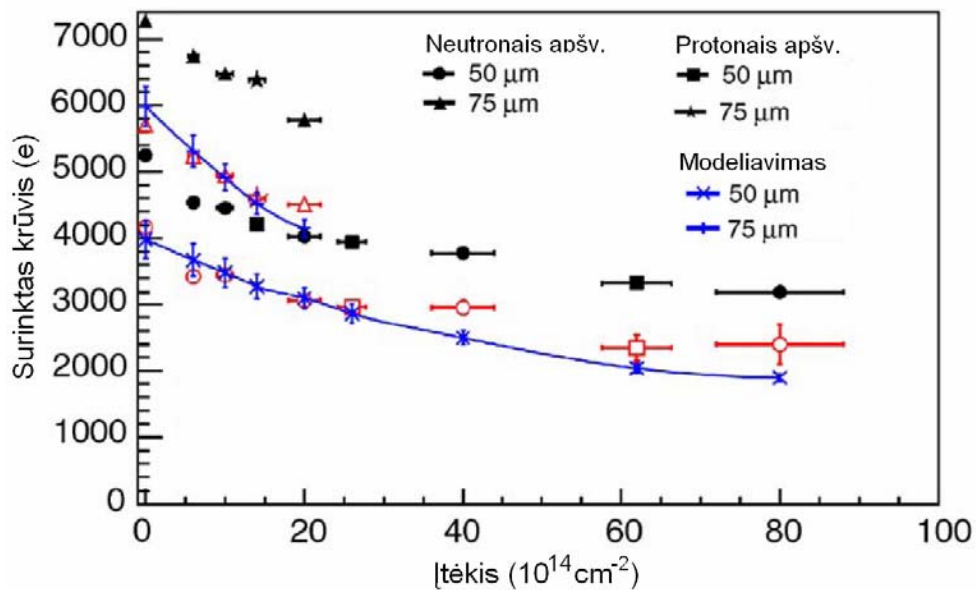
1.3 pav. Deguonies koncentracijos kitimas darinių gylyje, išmatuotas antrinių jonų masių spektrometru, palyginant skirtingo storio epitaksinius sluoksnius [pagal 74].

Atsparumo apšvitai tyrimai buvo atlikti detektoriuose, pagamintuose epitaksinių Si sluoksnių pagrindu. Šie sluoksniai buvo išauginti įvairiose laboratorijose. Tyrimai buvo atlikti apšvitinus darinius 23 GeV/c protonais [74, 75, 76, 77, 78], keletu MeV energijos greitaisiais neutronais [74, 76, 77], 900 MeV elektronais [79] ir 58 MeV ličio (Li) jonais [80]. Spinduliuotės sukeltų efektyviojo legirantų tankio pokytis, apšvitinus 23 GeV/c protonais, yra pavaizduotas 1.4 pav.

Cz silicyje buvo aptiktas efektyviojo legirantų tankio (N_{eff}) didėjimas, nulemtas teigiamo erdvinio krūvio susidarymo, esant dideliems įtėkiams. Tokiuose detektoriuose išvengiama elektrinio laidumo tipo virsmo. N_{eff} padidėjimas priklauso nuo sluoksnio storio. Tai yra akivaizdžiai susiję su deguonies priemaišų koncentracijos kitimais darinių gylyje, pavaizduotais 1.3 pav. Tačiau, kaip anksčiau minėta, ne pats deguonis, o deguonies dimerų tankis įtakoja gautus efektyviojo legirantų tankio verčių skirtumus.



1.4 pav. Efektyvusis legirantų tankis, išmatuotas skirtingo storio epitaksiniuose sluoksniuose po iškaitinimo, kaip ttekio funkcija. Prie sluoksnių storių nurodytos itampos, kuriose pasiekiamas visiškasis nuskurdimas po apšvitos 23 GeV/c protonais 10^{16} cm^{-2} ttekiumi [pagal 74].



1.5 pav. Dalelių detektoriuose surinktas krūvis, matuojamas elementariojo krūvio vienetais (e) esant visiškam detektoriaus bazės nuskurdimui, kaip apšvitos ttekio funkcija 50 ir 75 mikronų storio epitaksiniuose Si sluoksniuose [pagal 77].

Krūvio surinkimo efektyvumo matavimų, atliktų silicio bandiniuose, apšvitintuose ^{90}Sr šaltiniu, 23 GeV/c protonais ir 1 MeV neutronais, rezultatai yra pavaizduoti 1.5 pav. [77]. Apie 2500 elektronų signalas buvo išmatuotas, apšvitinus 10^{16} protonų/cm² ir 8×10^{15} neutronų/cm². Matosi, kad detektoriuose, pagamintuose technologiškai gryniausių Si medžiagų pagrindų, krūvio surinkimo efektyvumas nėra pakankamas dalelių detektorių funkcionalumui 10^{16} protonų/cm² apšvitos įtėkių srityje.

Tuo būdu, dėl didelio medžiagos tankio, plataus draustinių energijų tarpo GaN, SiC yra tinkamesnės medžiagos jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių gamybai, išvysčius auginimo, legiravimo ir elektrinių charakteristikų tikslingo valdymo metodus. Šios medžiagos yra artimiausia alternatyva Si detektoriams aukštųjų energijų spinduliuotei registruoti, kai Si atsparumo jonizuojančiajai spinduliuotei didinimo galimybės yra beveik išsemtos. Tačiau gerai išvystytos Si detektorių technologijos įgalina formuoti subtilesnius detektorių darinius, tokius kaip tri-dimensines struktūras. Todėl visų apžvelgtų medžiagų tyrimai yra labai aktualūs, sprendžiant artimiausio penkmečio jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių, naudojamų itin intensyvių spinduliuočių eksperimentuose, kūrimui.

2. Eksperimentų metodika

Šiame darbe buvo kombinuojama keletas metodų giliųjų lygmenų spektrui ir jo pokyčiams po apšvitų aukštųjų energijų spinduliuote įvertinti, krūvininkų pagavos ir rekombinacijos centrų tankio ir aktyvacijos energijų vertėms surasti, dalelių detektorių svarbiems parametrams, tokiems, kaip nuotėkio srovės stiprio, krūvio surinkimo efektyvumo dydžiams nustatyti. Matavimų jautrio padidinimui buvo pasirinkti nuostoviųjų parametrų registravimo būdai, - srovės stiprio, srovės stiprio temperatūrinių kitimų, srovės stiprio pokyčiai varijuojant foto-sužadinimo kvanto energiją. Šiuose metoduose buvo nagrinėjami medžiagos būdingųjų dydžių kitimai esant mažiems nuokrypiams nuo pusiausvyros stacionarumo arba kvazistacionarumo režimuose, kai realizuojasi maži sužadinimo lygiai. Buvo kombinuojami monopolinio ir bipolinio foto-sužadinimo režimai, kai vieno arba abiejų ženklų krūvininkai gali persiskirstyti tarp skirtingų lygmenų ir keisti centrų užpildą. Matavimams buvo ruošiami įvairių tipų (turintys ominių elektrodus, Šotkio/p-n sandūrų dariniai ir detektorių struktūros) bandiniai, siekiant kontroliuoti surenkamo krūvio ženklą ir dydį.

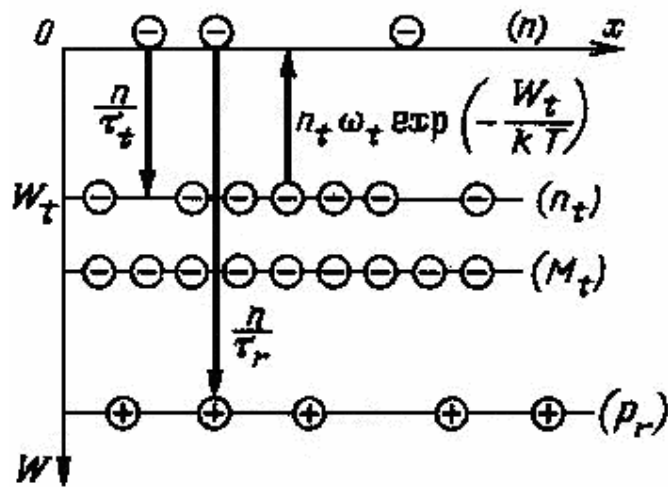
2.1 Giliųjų lygmenų spektroskopija šiluma skatinamųjų srovių būdu

Nepusiausvyrojo elektrinio laidumo kitimas medžiagoje, keičiant jos temperatūrą, atsiranda dėl užpildytų gaudyklių terminio sužadinimo ir tolesnės generuotų krūvininkų rekombinacijos. Klasikinė šiluma skatinamųjų srovių (ŠSS) teorija [81] teigia, kad krūvininkai (laisvi ir lokalizuoti) yra pasiskirstę vienodai erdvėje, o tai kelia didelius apribojimus tiriamojo bandinio elektrodams (sandūra turi būti neužtvarinė ir neinjektuojanti). Kai iš gaudyklių vyksta tik vieno ženklo krūvininkų generacija, galima užrašyti elektros srovės tankio j kitimų laike (t) sąryšį su medžiagos parametrais ir elektrinio lauko stipriu E_0 taip:

$$j(t) = q\mu n(t)E_0 \quad , \quad (2.1)$$

čia $n(t)$ – laisvųjų elektronų tankis laidumo juostoje, μ – krūvininkų judris.

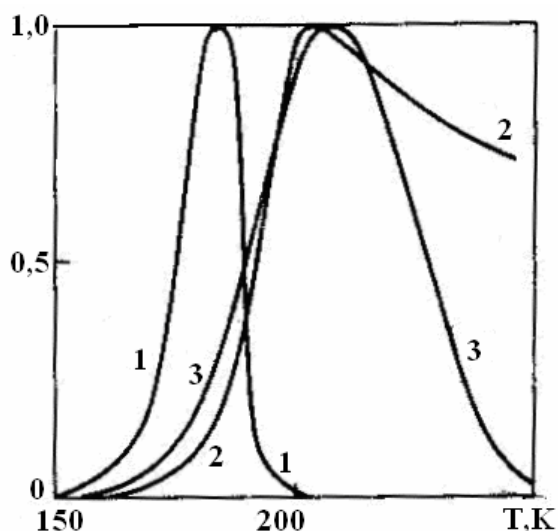
Paprastiausiu atveju elektronai gali būti laisvi (n) ir lokalizuoti (n_t) pagavos centruose, kurių tankis N_t . Laikykime, kad elektronų lokalizacija gali vykti dviejuose gaudyklių lygmenyse – seklesniuose, kurių aktyvacijos energija W_t , ir gilesniuose lygmenyse, kurie praktiškai visiškai užpildyti ir neištuštėja, vykstant elektros krūvio relaksacijai. Tokių giliųjų gaudyklių ir atitinkamai krūvininkų tankį galima pažymėti M_t ir m_t . Elektronų persiskirstymo procesas tarp pagavos bei rekombinacijos centrų ir laidumo juostų yra schematiškai parodytas 2.1 pav.



2.1 pav. Energijos lygmenys puslaidininkio draustinių energijų tarpe, ir elektronų persiskirstymo tarp gaudyklių, rekombinacijos centrų ir laidumo juostų procesai [81].

Priklausomai nuo krūvininkų tankio santykio sekliose ir giliose gaudyklėse, o taip pat nuo prilipimo ir krūvininkų rekombinacijos trukmių santykio, gaunami skirtingi ribiniai atvejai, kuriems galima lengvai išanalizuoti ŠSS temperatūrinę priklausomybę. Monomolekulinis režimas realizuojasi jei gilesnių gaudyklių tankis žymiai viršija tankį gaudyklių, ištuštėjančių tiriamų temperatūrų intervale ($M_t \gg N_t$), kai laisvųjų elektronų rekombinacijos trukmė praktiškai išlieka pastovi ($\tau_r = 1/(M_t S_r v_T) = const$, S_r – rekombinacijos skerspjūvis, v_T – šiluminis laisvųjų elektronų greitis). Bimolekulinės

rekombinacijos ir stipraus pakartotinio pagavimo režimas pasireiškia tuo, kad aukštatemperatūris ŠSS kritimas vyksta žymiai lėčiau (lyginant 1 ir 2 kreives 2.2 pav.), ir temperatūrinė ŠSS smailių padėtis dielektrike su monomolekuline ir bimolekuline rekombinacija iš esmės skiriasi. Išskirtinė bimolekulinės rekombinacijos ypatybė yra efektinio dažnio priklausomybė nuo užpildytų gaudyklių pradinio tankio, lemianti tai, kad, padidinus gaudyklių pradinio užpildymo lygį, 1 ir 2 kreivės žemų temperatūrų srityje kertasi. Bendru atveju, kai krūvininkų rekombinacijos trukmė nėra pastovi, gauname mišrios laisvųjų krūvininkų rekombinacijos režimą.



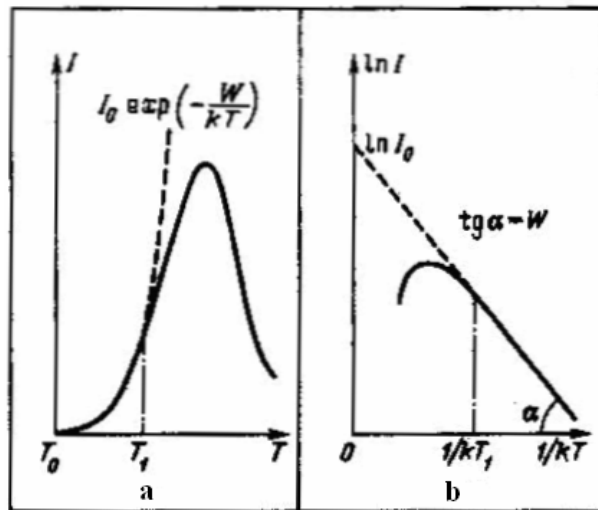
2.2 pav. Normuoto šiluma skatinamosios srovės stiprio priklausomybė nuo temperatūros, esant: 1) monomolekulinei, 2) bimolekulinei ir 3) mišriai rekombinacijai [81].

Temperatūrinės ŠSS priklausomybės monomolekulinės, bimolekulinės ir mišrios rekombinacijos atvejais pavaizduotos 2.2 pav. Matome, kad skirtingai nuo šiluma skatinamosios srovės (ŠSS) kreivių, atitinkančių monomolekulinę ir bimolekulinę rekombinaciją, ŠSS kreivė mišrios rekombinacijos atveju yra praktiškai simetriška smailė temperatūrų skalėje.

2.2 Giliųjų centrų aktyvacijos parametru įvertinimo metodai

Šiluma skatinamojo elektrinio laidumo, poliarizacijos ir depoliarizacijos išraiškų analitiniai artiniai leidžia įvertinti elektriškai aktyvių defektų parametrus pagal šiluma skatinamųjų srovių smailių formą. Realiuose tyrimo objektuose yra ne viena defektų rūšis, o visas skirtingų defektų rinkinys. Todėl šiluma skatinamųjų srovių kreivė yra elementarių smailių, aprašančių atskirus lygmenis, superpozicija. Šiuo atveju duomenų analizė iš esmės sudėtingėja. Pirmas gaudyklių aktyvacijos energijos nustatymo būdas dielektrike yra temperatūrinės smailės padėties metodika. Eksperimentinių duomenų pagrindu parodyta [82], kad gaudyklių aktyvacijos energija W yra tiesiog proporcinga smailės padėti nusakančiai būdingai temperatūrai T_m , t.y.:

$$W = AkT_m \quad (2.2)$$



2.3 pav. Defektų terminės aktyvacijos parametru nustatymas Garliko-Gibsono metodu [83].

Nustatyta [84], kad proporcingumo koeficiento A vertė (2.2) gali keistis gana plačiose ribose ir priklauso nuo relaksacinio proceso kinetikos pobūdžio. Antra vertus, šiluma skatinamųjų srovių teorinė analizė rodo, kad

nepriklausomai nuo krūvio relaksacijos mechanizmo ir jo kinetikos, pradinė šiluma skatinamosios srovės atkarpa (esant $T \approx T_0$) Arenijaus koordinatėse $\ln I = \left(\frac{1}{kT} \right)$ yra tiesė (2.3 pav.). Todėl Arenijaus koordinatėse kreivės polinkis nusako lygmens aktyvacijos energiją:

$$\frac{d \ln I(T)}{d(1/kT)} \approx -W, \quad \text{kai } T \approx T_0. \quad (2.3)$$

Aprašyto pradinio polinkio metodo privalumas yra tai, kad jis nepriklauso nuo relaksacinio proceso kinetikos. Šis metodas literatūroje dažnai pakeičiamas Garliko-Gibsono metodu [84]. Šiluma skatinamojo laidumo, poliarizacijos, iškrovos ir depoliarizacijos smailės sąlyga gali būti užrašyta taip:

$$\ln \frac{T_m^2}{\beta} = \frac{W}{kT_m} + \ln \frac{W}{k\omega_E} - \ln \left[1 + (m-1) \frac{2kT_m}{W} \right]. \quad (2.4)$$

Nepaisant temperatūrinės efektinio dažnio priklausomybės, o taip pat silpnos trečiojo nario įtakos (2.4) lygties dešinėje dalyje, priklausomybė $\ln(T_m^2/\beta)$ nuo $1/(kT_m)$, gauta keičiant šildymo greitį, turėtų būti tiesinė, o jos polinkis nusako defektų aktyvacijos energijas.

Šiluma skatinamosios srovės smailės pusplotis temperatūrų skalėje taip pat priklauso nuo defektų aktyvacijos energijos, todėl pagal jį taip pat įmanoma įvertinti defektų aktyvacijos energiją [83]. Smailės puspločio metodo esmė yra tokia: pagal šiluma skatinamosios srovės kreivę kartu su maksimumo temperatūra nustatomas žematemperatūrinio smailės sparno (ΔT_-) ir aukštatemperatūrinio smailės sparno (ΔT_+) būdingas pusplotis. Tada aktyvacijos energiją galima išreikšti taip:

$$W = G_- \frac{kT_m(T_m - \Delta T_-)}{\Delta T_-} = G_+ \frac{kT_m(T_m + \Delta T_+)}{\Delta T_+}, \quad (2.5)$$

kur G_- , G_+ - koeficientai, priklausantys nuo relaksacinio proceso kinetikos pobūdžio. Pirmuoju artiniu koeficientas G_- formulėje (2.5) gali įgyti vertę nuo 1,42 (kai $W_E \approx 10^{12} \text{ s}^{-1}$ t.y. silpnas pakartotinis pagavimas) iki 1,5 (kai $W_E \approx 10^8$

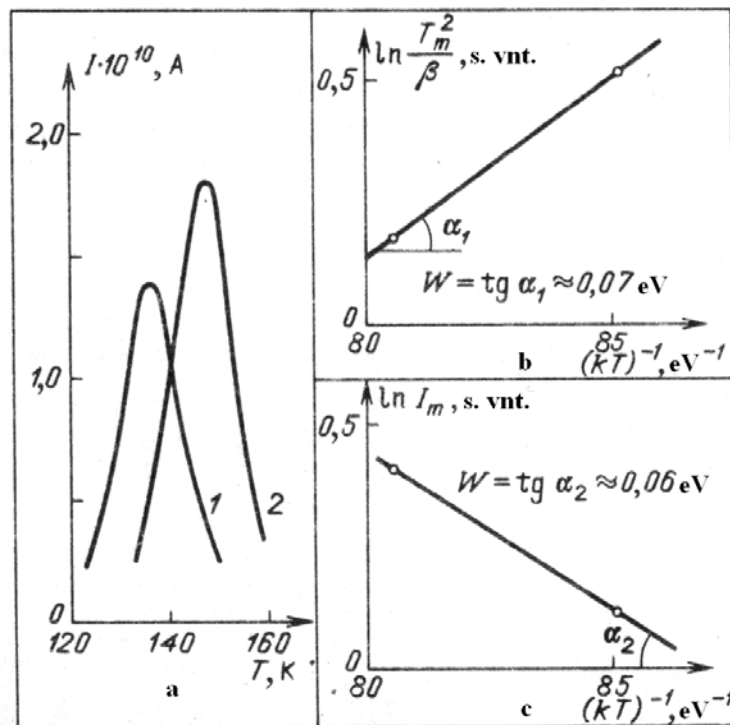
s⁻¹ t.y. stiprus pakartotinis pagavimas). Priklausomai nuo relaksacijos proceso kinetikos pobūdžio aktyvacijos energijos vertė gali kisti nuo:

$$W = \frac{kT_m^2}{\Delta T_+}, \quad (2.6)$$

kai silpnas pakartotinis pagavimas, iki

$$W = \frac{2kT_m^2}{\Delta T_+}, \quad (2.7)$$

esant stipriam pakartotiniam pagavimui.

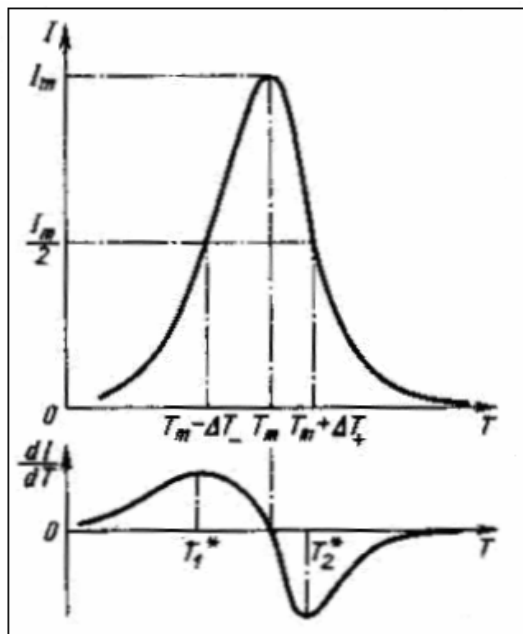


2.4 pav. Defektų aktyvacijos parametrų nustatymo metodikos [81]. Kreivės 1 ir 2 gaunamos, esant skirtingiems šildymo greičiams.

Apibendrintu smailės pločio metodu yra įvertinama smailės padėties temperatūra T_m ir temperatūra T_n , kuriai esant srovės tankis pasiekia lygį I_m/n . Aktyvacijos energija yra susieta su būdingomis temperatūromis taip:

$$W = G_n \frac{kT_m T_n}{T_m - T_n}, \quad (2.8)$$

kur G_n priklauso nuo dydžio n ir įgyja vertę nuo 0,5 iki 2,5, kintant n nuo 1,1 iki 5,0. Kai $n=2$ išraiška (2.8) sutampa su formule (2.5), ir tai leidžia nustatyti aktyvacijos energiją su paklaida, neviršijančia 3 proc. .



2.5 pav. Charakteringieji taškai šiluma skatinamosios srovės temperatūrinėje smailėje [81].

Išvestinės vingio taškų metode randamos būdingos temperatūros, kuriose kreivės antrosios išvestinės pagal temperatūrą tampa lygios nuliui (temperatūros T_1^* , T_2^* 2.5 pav.). Tada defektų aktyvacijos energija išreiškiama taip:

$$W = G_1^* \frac{kT_m T_1^*}{T_m - T_1^*} = G_2^* \frac{kT_m T_2^*}{T_2^* - T_m}, \quad (2.9)$$

čia G_1^* , G_2^* - koeficientai, kurie priklauso nuo efektinio dažnio vertės ir relaksacinio proceso kinetikos. Pagrindinis pastarojo metodo pranašumas, lyginant su smailes pusplėčio metodu, yra tai, kad gautiems rezultatams praktiškai neturi įtakos srovės, nulemtos kitų faktorių.

Keičiant pakartotinio pagavimo sąlygas, kinta ne tik šiluma skatinamosios srovės smailės amplitudė, bet ir smailės padėtis temperatūrų skalėje. Tai paaiškinama tuo, kad, esant stipriam pakartotiniam pagavimui, gaudyklių

efektinio dažnio faktorius yra proporcingas pradiniam lokalizuotų gaudyklėse krūvininkų tankiui, ir atitinkamai turi sumažėti temperatūros smailės amplitudė. Jei pakartotinis pagavimas silpnas, tai srovės smailė neturi priklausyti nuo pradinio gaudyklių užpildymo. Taip varijuojant pakartotinio pagavimo sąlygas, pagal srovės smailės amplitudės kitimų pobūdį galima spręsti apie krūvininkų pakartotinio pagavimo į gaudykles ypatybes, taip pat nustatyti šių gaudyklių aktyvacijos energiją.

Jei dielektrike vyrauja stiprus pakartotinis pagavimas ir bimolekulinė rekombinacija, tai pagal ŠSS smailės padėtį nusakančias temperatūras, atitinkančias du skirtingus gaudyklių pradinius užpildymus (n_{t01} , n_{t02}) galima apskaičiuoti gaudyklių aktyvacijos energijas taip:

$$W = \frac{kT_{m1}T_{m2}}{T_{m2} - T_{m1}} \ln \frac{n_{t01}T_{m1}^3}{n_{t02}T_{m2}^3}. \quad (2.10)$$

Relaksacijos trukmės $\tau(T)$ temperatūrinė priklausomybė dipolinės poliarizacijos atveju gali būti apskaičiuojama, integruojant šiluma skatinamosios srovės temperatūrinę priklausomybę:

$$j(t) = \frac{dP}{dt} = -\frac{P(t)}{\tau(T)}. \quad (2.11)$$

Iš pastarosios išraiškos gauname sąryšį tarp šiluma skatinamosios srovės tankio vertės ir relaksacijos trukmės:

$$\tau(T) = \frac{1}{j(T)} \int_T^{\infty} \frac{j(T')}{\beta} dT'. \quad (2.12)$$

Iš čia užrašoma relaksacijos trukmės temperatūrinė priklausomybė:

$$\ln \tau(T) = \ln \left[\frac{1}{j(T)} \int_T^{\infty} \frac{j(T')}{\beta} dT' \right] = \frac{W}{kT} - \ln \omega, \quad (2.13)$$

Pastarasis būdas gali būti pritaikytas ir šiluma skatinamosios srovės kitimams dėl erdvinės krūvio poliarizacijos aprašyti, o taip pat analizuoti šiluma skatinamąjį laidumą, esant pirmosios eilės relaksacijos kinetikai.

Svarbus parametras, kuris kartu su aktyvacijos energija apibūdina elektriškai aktyvius defektus arba neizoterminės krūvio relaksacijos procesą, yra efektinio dažnio faktorius ω_E . Vyraujant bimolekulinei rekombinacijai, jei

prieš tai yra nustatyta aktyvacijos energija, efektinis dažnis gali būti apskaičiuotas iš šiluma skatinamosios srovės smailės taip:

$$\omega_E = \frac{W^2 \beta}{2k^2 T_m^3} \exp\left(\frac{W}{kT_m}\right). \quad (2.14)$$

Silpno pakartotinio pagavimo atveju efektinio dažnio faktorius iš principo negali būti surastas panašiu būdu, kadangi ŠSS kreivėse smailė tiesiog neišryškėja.

Įvertinant centrų aktyvacijos energijas smailės temperatūrinės padėties būdu, koeficiento A vertė gali kisti nuo 15 iki 30 – priklausomai nuo efektinio dažnio faktoriaus dydžio (diapazone $10^8 - 10^{12}$ Hz) ir relaksacinio proceso kinetikos. Priklausomai nuo pasirinkto modelio, aktyvacijos energijos reikšmė gali skirtis dvigubai, t.y. paklaida gali siekti 100 proc.. Todėl smailės temperatūrinės padėties būdas gali būti naudojamas tik pačiam grubiausiam įvertinimui. Pradinio polinkio metodo sisteminės paklaidos priklauso ir nuo matavimų aparatūros tikslumo, ir nuo tiriamo bandinio parametrų, ir gali kisti 2 - 20 proc. ribose. Paklaidos gali stipriai išaugti, tinkamai neįvertinus srovių, nulemtų kitais faktoriais, tokių kaip nuotėkio srovės ir jų kitimai, keičiant elektrinio lauko stiprį, įtakos. Todėl dažnai, apšvitos pažeistuose dariniuose, ŠSS tyrimams pasirenkamos diodinės struktūros, siekiant sumažinti nuotėkio srovės. Priklausomai nuo relaksacinio proceso kinetikos eilės, koeficientų G . ir G_+ vertė išraiškoje (2.5), vadinasi ir aktyvacijos energijos vertės, nustatomos pagal šią formulę, paklaidos gali kisti nuo 28 proc., žematemperatūriniam puspločiui, iki 100 proc., aukštatemperatūriniam puspločiui. Šie paklaidų įvertinimai tinka ir kreivės išvestinių vingio taškų būdui.

2.3 Nuostoviųjų elektrinių charakteristikų analizė

Analizuojant bandinių voltamperines charakteristikas buvo naudojamas Šotkio barjero modelis. Gautos eksperimentinės priklausomybės buvo sutapatinamos su modeliuotomis kreivėmis. Voltamperinė charakteristika Šotkio barjero atveju užrašoma taip:

$$I(U) = I_s \left[\exp\left(\frac{e(U - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right], \quad (2.15)$$

čia I_s yra soties srovės stipris, U – pridėta įtampa, R_s bandinio tūrio neutralios srities varža ir n – idealumo faktorius, kuris nusako nuokrypį nuo idealios terminės emisijos Šotkio barjere modelio. Soties srovės tankis j_s užrašomas taip:

$$j_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_B}{kT}\right), \quad (2.16)$$

kur Φ_B yra kontaktinio potencinio barjero aukštis. A^* yra Richardson'o konstanta, išreiškiama taip:

$$A^* T^2 = CN_c, \quad (2.17)$$

kur C yra proporcingumo koeficientas, N_c yra efektinis būsenų tankis laidumo juostoje. Richardson'o konstantos vertė vakuume yra $120 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$.

Žymiai tikslesnis parametru įvertinimas pasiekiamas pasitelkiant modernias modeliavimo programas, tokias kaip TCAD (Technology of Computer Aided Design). Šios programinės platformos įgalina subtiliai varijuoti realios darinio struktūros parametrus, o matematinis aparatas, pasitelktas šiose programinėse platformose, leidžia aprėpti daug svarbių faktorių,- elektrinio lauko kitimus darinio gylyje, įvairius krūvininkų pagavimo, terminės ir lauku indukuotos krūvininkų emisijos iš keleto gilių lygmenų procesus, nuotėkio srovių sandus ir t.t. Dalis šiame darbe vykdytų nuostoviųjų elektrinių charakteristikų tyrimų buvo atlikti, derinant eksperimentines ir modeliuotas SYNOPSIS TCAD programa $I-U$ priklausomybes, siekiant įvertinti apšvitintų darinių giliųjų centrų parametrus.

2.4 Fotolaidumo charakteristikų analizė

Apšviesto puslaidininkio elektrinis laidumas dažniausiai padidėja, ir šis laidumo sandas nagrinėjamas kaip fotolaidumas. Kai jis sužadinamas kvantais, kurių energija viršija draustinių energijų tarpą, $\hbar\omega > E_g$, ir generuojami pertekliniai elektronai ir skylės, tokio spektro ruožo fotolaidumo sandas

vadinamas savuoju. Jeigu puslaidininkyje yra priemaišų, perteklinius krūvininkus gali sukurti fotonai, kurių $\hbar\omega < E_g$. Priemaišinis fotolaidumas yra vienpolis, nes priešingo ženklo krūvininkai (skylės) lieka lokaliuose lygmenyse. Optinės generacijos sparta priklauso nuo šviesos sugerties koeficiento $\alpha(\omega)$, kvantinio našumo $\nu(\omega)$ ir yra proporcinga šviesos intensyvumui (fotonų srauto tankiui) $I(x)$. Krūvininkų foto-generacijos sparta užrašoma taip:

$$g = \nu(\omega)\alpha(\omega)I(x) \quad (2.18)$$

Puslaidininkį apšvietus, pakinta laisvųjų krūvininkų tankis ir gali pakisti judris. Tačiau šių dviejų veiksnių įtaka gali gerokai skirtis. Krūvininkų sklaidos procesų, nulemiančių krūvininkų judrį, sparta apibūdinama energijos τ_e ir kvaziimpulsų τ_m relaksacijos trukmėmis. Kai vyrauja fononinė sklaida, krūvininkų judris dėl apšvietimo nekinta, ir fotolaidumas yra nulemtas krūvininkų tankio kitimais. Tuomet fotolaidumas užrašomas taip:

$$\Delta\sigma = e(\mu_n\Delta n + \mu_p\Delta p); \quad (2.19)$$

čia $\Delta n = n - n_0$ ir $\Delta p = p - p_0$ – elektronų ir skylių pertekliniai tankiai. Krūvininkų rekombinacijos ir pagavos nulemti tankio kitimai sukelia fotolaidumo nenuostovumo reiškinius, nusakomus pirmu artiniu taip:

$$\Delta\sigma = (\Delta\sigma)_s(1 - \exp(-t/\tau_f)). \quad (2.21)$$

Dydis $(\Delta\sigma)_s = e(\mu_p + \mu_n)g\tau_f$ yra stacionaraus fotolaidumo vertė, kai apšvietimo trukmė gerokai ilgesnė negu τ_f , o momentinė fotolaidumo relaksacijos trukmė užrašoma taip:

$$\tau_f = \frac{\mu_p\Delta p + \mu_n\Delta n}{(\mu_p/\tau_p)\Delta p + (\mu_n/\tau_n)\Delta n} \quad (2.22)$$

Judrio kitime svarbiausia yra sklaida jonizuotomis priemaišomis, kurių užpilda kinta dėl fotosužadintų krūvininkų.

Fotolaidumo ir jo relaksacijos trukmės išraiška itin paprasta dviem kraštiniais atvejais: i) kai fotolaidumą nulemia vieno ženklo krūvininkai (vienpolis fotolaidumas). $\tau_n \ll \tau_p$, $\Delta n \ll \Delta p$, $\Delta\sigma \approx e\mu_p\Delta p$ ir $\tau_f \approx \tau_p$; ii) dvipolis laidumas, kai $\Delta n = \Delta p$ ir $\tau_n = \tau_p = \tau$. Tuomet $\Delta\sigma = e(\mu_p + \mu_n)\Delta n$ ir $\tau_f = \tau$. Priemaišinio fotolaidumo tyrimai leidžia nustatyti defektų lygmenų savybes: įvertinti fotono

pagavimo skerspjūvius, krūvininko pagavimo skerspjūvius, optinės jonizacijos energijas, užpildytų lygmenų koncentraciją. Tačiau, tyrinėjant realius puslaidininkius, dažnai tenka atsižvelgti į įvairių tipų energijos lygmenų įtaką [85]. Esant draustinėje n tipo puslaidininkio juostoje kelių tipų energijos lygmenims, kai nevyksta dviejų pakopų optiniai šuoliai bei terminiai šuoliai tarp valentinės juostos ir lygmenų, esant silpnam kristalo sužadimui arba mažam lygmenų užpildymui, stacionarus krūvininkų tankis išreiškiamas šitaip:

$$n_{CT} = \sum_k \frac{\sigma_{f_{nk}} n_{0k} I}{\sigma_{f_{nk}} I + \gamma(N_{ck} + n_0 + N_k - n_{0k}) + \left[\sigma_{f_{nk}} I + \gamma(N_{ck} + n_0) \right] \sum_{i:i \neq k} \frac{\gamma_i N_i n_{0i}}{\sigma_{f_{nk}} I + \gamma_i (N_{ci} + n_0)}} \quad (2.23)$$

čia k – energijos lygmenų skaičius, n_{0k} – pradinis lygmens užpildymas, I – šviesos intensyvumas, $\gamma_{k,i}$ – elektrono pagavimo koeficientas, $N_{k,i}$ – centrų tankis, n_0 – pusiausvirasis laisvųjų elektronų tankis. Esant tik vieno tipo lygmenims, (2.23) formulę galima perrašyti taip:

$$n_{CT} = \frac{\sigma_{f_n} n_{0M} I}{\sigma_{f_n} I + \gamma(N_{CM} + n_0 + N_M - n_{0k})} \quad (2.24)$$

Palyginę (2.23) ir (2.24) matome, kad kiekvienas iš lygmenų pirmuoju artutiniu veikia kaip nepriklausomas. Bet yra ir kokybiškai naujas faktorius, kuris (2.24) lygtyje aprašomas trečiuoju nariu, turinčiu sumą pagal i vardiklyje. Jis nusako visų kitų lygmenų įtaka priemaišiniam fotolaidumui nagrinėjamo lygmens. Lygmenų tarpusavio įtakos fizikinė prasmė yra ta, kad dalis elektronų, sužadintų iš vieno lygmens, yra pagaunami kituose lygmenyse, o tai keičia tiek generacijos, tiek ir pagavimo sąlygas. Jeigu visi lygmenys yra stipriai užpildyti, tai jie elgiasi kaip nepriklausomi.

Greta priemaišinio fotolaidumo (PF) gali pasireikšti indukuotasis priemaišinis fotolaidumas (IPF). Plačiajuosčiai kompensuoti puslaidininkiai žemose temperatūrose dažnai turi mažą pusiausvirąjį laidumą, o lokalūs lygmenys, eantys tarp Fermio lygmens ir artimiausios leistinos zonos, yra tušti. Sužadinant tokį puslaidininkį šviesa iš savosios sigerties spektro srities arba iš užpildytų lygmenų, galima gauti kvazistacionarią sužadintą būseną, kurioje

prieš tai buvę tušti lygmenys bus užpildyti. Sužadintoje būsenoje puslaidininkio priemaišinio fotolaidumo sritis turi būti pastumta ilgų bangų pusėn. Aišku, kad toks fotolaidumas susijęs su nelygiaverčiu lygmenų užpildymu, laikui bėgant turi išnykti. Skirtingai nuo priemaišinio fotolaidumo, IPF dalis krūvininkų, sužadintų šviesa iš lygmenų, vienaip ar kitaip rekombinuos su priešingo ženklo krūvininkais, esančiais kituose lygmenyse. Todėl IPF relaksacijos kreivė gali būti nemonotoninė ir turėti staigių vingių. Jeigu termodinaminėje pusiausvyroje lygmenys užpildyti dalinai, tai IPF laikui bėgant artėja prie nelygios nuliui stacionarios reikšmės.

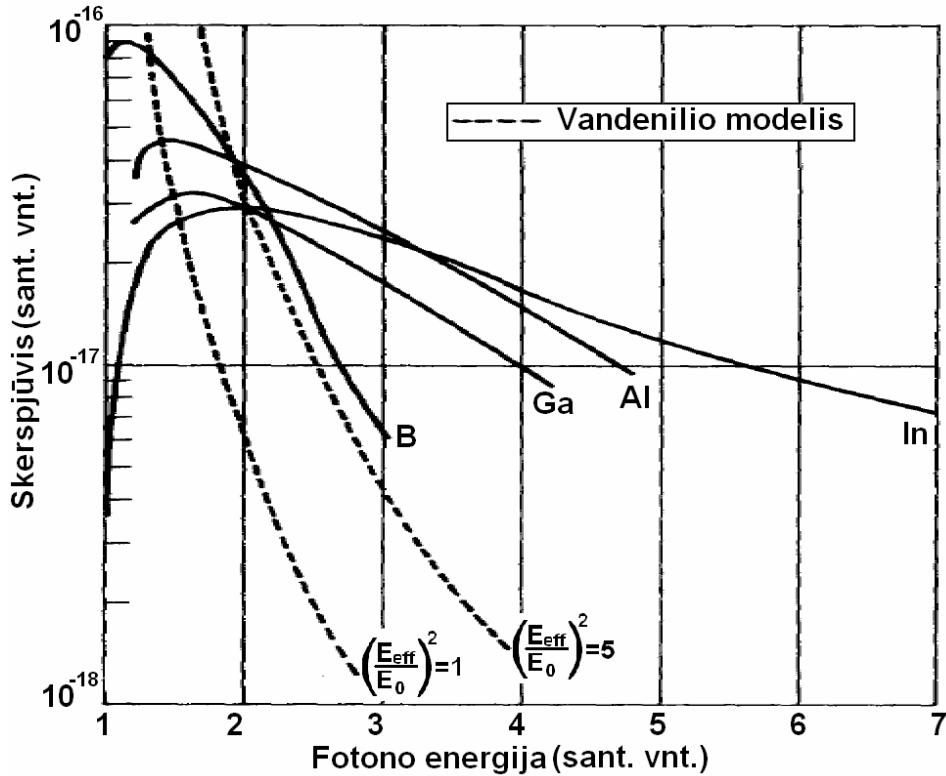
Nevienalyčiuose puslaidininkiuose, kai fotosužadinti krūvininkai išsilaisvina iš rekombinacinių barjerų srities, žemoje temperatūroje stebimas likutinis laidumas (LL), kurio relaksacija gali trukti gana ilgai, net keletą dienų.

2.5 Fotojonizacijos spektrų analizės metodai

Fotojonizacijos skerspjūvio priklausomybė nuo bangos ilgio yra apibrėžiama potencialu, kuris sieja sužadintus krūvininkus su kristalo atomų sistema. Seklioms priemaišoms puslaidininkiuose galima naudotis kuloninio potencialo artiniu, kuris duoda gerą teorinių ir eksperimentinių rezultatų sutapimą. Tuo tarpu giliems centrams vandenilinis modelis netaikytinas, kadangi atsiranda didelis eksperimentinių ir teorinių rezultatų nesutapimas. 2.7 paveiksle yra pavaizduotos teorinės foton-elektroninės sąveikos skerspjūvio priklausomybės nuo kvanto energijos, priimant elektrono, esančio giliame centre, vandenilio atomo būsenų modelį ir eksperimentiniai foto-jonizacijos skerspjūvio duomenys silicyje, legiruotame B, Al, Ga ir In [86, 87]. Seklių (pvz. B) ir gilių (pvz. In) centrų kreivės parodo akivaizdų nukrypimą nuo apskaičiuotų kreivių.

Giliems centrams, tokiems kaip In priemaišų sąlygoti centrai Si, galima atlikti paprastus skaičiavimus, norint gauti fotojonizacijos skerspjūvį, kai branduolio potencialas aprašomas delta funkcija. Kaip buvo parodyta

deuteronu fotojonizacijos skerspjūvio skaičiavimuose [88], tiksli potencialo forma naudojamame modelyje nepriklauso nuo fotono energijos.



2.7 pav. Foton-elektroninės sąveikos skerspjūvio, apskaičiuoto taikant vandenilio atomo modelį, palyginimas su eksperimentinėmis fotojonizacijos spektrų kreivėmis B, Al, Ga, In legiruotame Si [pagal 89].

Pagrindinės elektrono būsenos banginė funkcija yra pakankamai gerai nusakoma tokiomis išraiškomis:

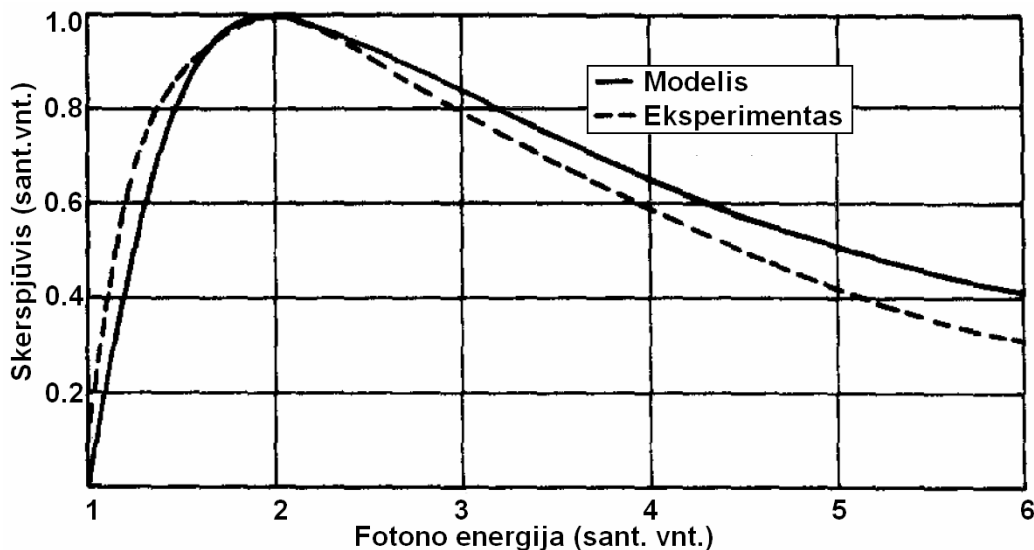
$$\psi(r) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{e^{-\alpha r}}{r} ; r > 0 \quad , \quad (2.28)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m^* E_i}{\hbar^2}} \quad , \quad (2.29)$$

kur E_i yra ryšio energija, o m^* - efektinė masė. Tuo būdu, naudojant pusiau-klasikinę perturbacijų teoriją, kai įskaitomi kitimai laike, ir taikant dipolinį artutinumą, fotojonizacijos skerspjūvis išreiškiamas taip [89]:

$$\sigma(\hbar\omega) = \frac{1}{n} \left(\frac{E_{eff}}{E_0} \right)^2 \frac{16\pi e^2 \hbar (E_i)^{1/2} (\hbar\omega - E_i)^{3/2}}{3m^* c (\hbar\omega)^3} \quad (2.30)$$

čia n yra šviesos lūžio rodiklis medžiagoje, o E_{eff}/E_0 yra efektinis lauko koeficientas [90]. Šis artinys vadinamas Lukovskio (*Lucovsky*) modeliu. Fotojonizacijos skerspjūvio (2.30) „raudonoji“ riba yra, kai $\hbar\omega = E_i$, o skerspjūvio vertė pasiekia maksimumą, kai $\hbar\omega = 2E_i$, ir mažėja kaip $\hbar\omega^{-3/2}$, kai $\hbar\omega \gg E_i$. Vandenilio modelio artinyje fotojonizacijos skerspjūvio spektrinis kitimas nusakomas kitais dėsniniais: maksimumas yra ties $\hbar\omega = E_i$, o mažėjimas dėsnio $\hbar\omega^{-3}$ prasideda kai $\hbar\omega > E_i$. 2.8 paveiksle yra pavaizduotas fotojonizacijos skerspjūvio sumodeliuotas pagal (2.30) kitimas spektro srityje, pradedant nuo „raudonosios“ ribos, kuris yra palygintas su eksperimentiniu fotojonizacijos skerspjūvio spektru, išmatuotu Si, legiruotame indžiu [92].



2.8 pav. Fotojonizacijos skerspjūvio spektro, suskaičiuoto Lukovskio modelio artinyje, palyginimas su eksperimentiniais duomenimis Si, legiruotame In [88].

Lukovskio modelyje neatsižvelgta į tolivesnius kuloninės sąveikos efektus, todėl atsiranda fotojonizacijos skerspjūvio spektro verčių nuokrypiai nuo eksperimentinių spektrų, išmatuotų Si legiruotame B, Al ir Ga. Šiomis priemaišomis sąlygotiems gilesiems centrams modeliavimus tenka patikslinti,

užduodant sąveikos potencialą atkarpomis, pvz., arti centro ryšio potencialas apibūdinamas kvadratine eiga, tolstant nuo centro jis įgyja kuloninės sąveikos formą.

Fotojonizacijos skerspjūvio spektro matavimo standartinis metodas puslaidininkiuose yra aprašytas Grimmeiss ir kt. [91]. Šis metodas pateikia tikslią informaciją apie priemaišinius lygmenis ir yra paremtas tuo, kad apšviečiant skirtingos energijos fotonais priemaišinių lygmenų užpildymas nesikeičia, jei registruojamas fotosrovės stipris lieka pastovus. Tai užtikrinama matavimo režimu, kai palaikomas pastovus srovės stipris keičiant šviesos intensyvumą. Toks spektro matavimų režimas yra tikslesnis, kadangi nevyksta krūvio persiskirstymas tarp gaudyklių, pasižyminčių ilgomis charakteringomis relaksacijos trukmėmis. Kadangi šiame matavimų režime palaikoma pastovi fotosrovė, nebūtina įskaityti kartais skirtingą fotosrovės priklausomybę nuo šviesos intensyvumo, keičiant fotonų energiją. Palyginant eksperimentinius rezultatus su apskaičiuotomis vertėmis, galima tiksliai nustatyti „raudonąją“ fotojonizacijos spektro ribą atitinkančią fotono energiją. Fotojonizacijos spektrų matavimai, kontroliuojant fotosrovę, gali būti atliekami tūriniuose kristaluose. Tačiau apšvitintuose dariniuose, kur didelės nuotėkio tamsinės srovės, įprastai pasitelkiami bandiniai su sandūromis [92, 93], kuriuose krūvininkų žadinimas iš priemaišinių lygmenų realizuojamas erdvinio krūvio srityse. Tai svarbu mažiau ištyrinėtose medžiagose arba didelio draustinio tarpo didžiavaržiuose puslaidininkiuose, kuriuose negalima panaudoti kitų tyrimo metodikų. Fotosrovės registravimo būdas įgalina išskirti ar energijos lygmuo yra aukščiau, ar žemiau draustinio energijų tarpo vidurio, jei yra žinomas medžiagos laidumo (n arba p) tipas [94]. Tačiau šis metodas yra mažiau tinkamas šalutinių krūvininkų gaudyklių, kurių lygmenys yra netoli juostos vidurio, parametrų įvertinti. Taip pat rezultatų interpretacija yra apsunkinta, jei kintant lygmens užpildymui, kinta ir krūvininkų gyvavimo trukmė.

2.6 Matavimų įranga

Elektrinių matavimų aparatūra

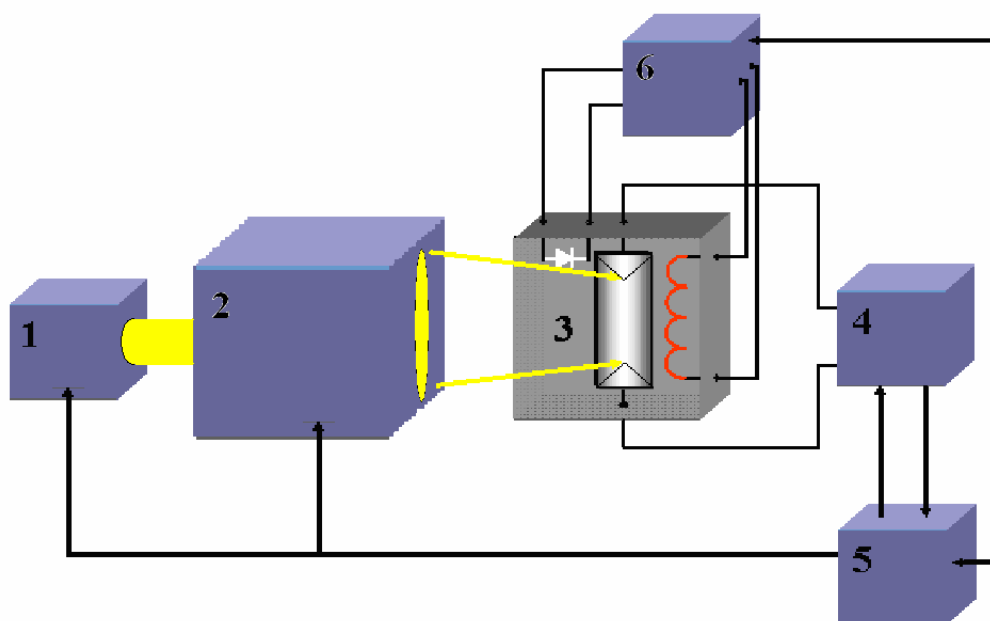
Tyrimai buvo vykdomi tokia seka: i) patikrinami bandinių elektrodai ir sąlyčių kokybė, atliekant rutininius nuostoviųjų elektrinių charakteristikų matavimus; ii) vykdomi tamsinių nuotėkių srovių tyrimai neapšvitintuose ir apšvitintuose bandiniuose, įvertinant ir sąlyčių parametrų kaitą po apšvitos, iii) vykdomi detalesni voltamperinių ir voltfaradinių būdingųjų dydžių tyrimai, siekiant įvertinti erdvinio krūvio srities plotį/ nuskurdinimo režimą, pramušimo įtampas ir kt. iv) vykdomi spektriniai giliųjų lygmenų parametrų matavimai šiluma skatinamųjų srovių arba fotojonizacijos spektroskopijos būdais. Matuojant tamsinę srovę, bandinys taip pat buvo atšaldomas, bet nebuvo sužadinamas šviesa, ir, šildant, buvo matuojama juo tekančios srovės stipris.

Apibendrinta foto-termo elektrinių charakteristikų tyrimų aparatūros schema yra pateikta 2.9 paveikslėlyje.

Šiluma skatinamųjų srovių tyrimuose kriostate patalpintas bandinys buvo atšaldomas, ir krūvininkai injektuojami šviesa arba prijungta įtampa. Po sužadinimo, leidus bandiniui relaxuoti tamsoje iki pusiausvyrosios būsenos, buvo prijungiama maitinimo įtampa, ir, šildant pastoviu temperatūros keitimo greičiu, matuojama šiluma skatinamoji srovė. Įtampa buvo prijungiama iš maitinimo šaltinio Hewlett Packard 4140B. Pastarasis kombinuotas prietaisas kartu yra elektrometrinis ampermetras, kuris fiksuoja srovės stiprį ir yra sujungtas kompiuteriu per GPIB standarto sąsają. Tuo būdu matavimų rezultatai tiesiogiai įvedami į kompiuterį. Temperatūra matuojama kriostate šiluminiame sąlytyje su bandinio esančiu silicio diodu, kuris yra prijungtas prie temperatūros valdiklio Scientific Instruments 9700. Šis prietaisas taip pat sujungtas su kaitinimo krosnele ir palaiko pastovią bandinio temperatūrą, arba pastovų temperatūros keitimą greitį.

Matuojant fotojonizacijos spektrus, tarp kriostato ir šviesos šaltinio buvo patalpinamas monochromatorius. Matavimai buvo atliekami, atšaldžius bandinį

iki 18 K temperatūros. Spektras pradamas matuoti iš mažų fotonų energijų spektro pusės, siekiant išvengti lygmenų užpildos kitimo. Siekiant palaikyti pastovų kvantų skaičių kai keičiama fotonų energija, matavimų metu suderintai buvo keičiamas šviesos intensyvumas.

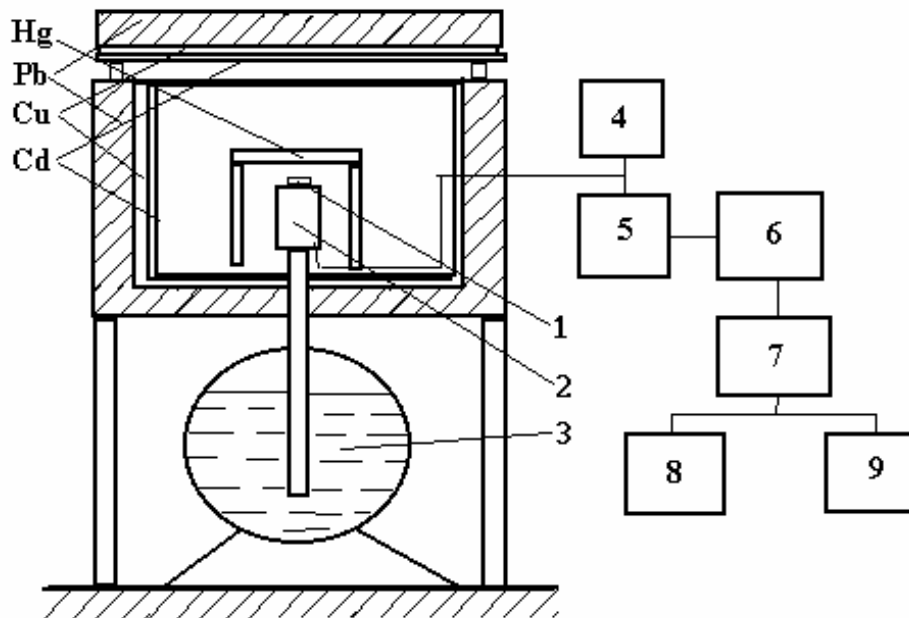


2.9 pav. Apibendrinta foto-termoelektrinių charakteristikų tyrimų eksperimentų aparatūros schema. 1 – šviesos šaltinis (halogeninė lempa), 2 – monochromatorius DMR-4, 3 – uždaro ciklo skystojo helio kriostatas (ARS Cryo) su bandiniu, 4 – kombinuotas įtampos šaltinis ir srovės matuoklis HP4140B, 5 – asmeninis kompiuteris, 6 – temperatūros valdiklis Scientific Instruments 9700.

Gama spinduliuotės spektrometras

Detektoriuose susidariusių radionuklidų aktyvumo nustatymui buvo atliekami gama spinduliuotės spektrų tyrimai, pasitelkus mažo fono puslaidininkinį Ge(Li) gama-spektrometrą Fizikos institute (2.10 pav.). Atskiras gama kvantas, sugertas germanio, legiruoto ličiu, keičia Ge

detektoriuje krūvį, surenkamą pn sandūros zonoje, proporcingai kvanto energijai.



2.10 pav. Mažo fono aukštos skiriamosios galios gama spektrometras. 1 - bandinys, 2 - Ge(Li) detektorius, 3 – skysto azoto kriostatas, 4 - aukštos įtampos lygintuvas, 5 - pirminis impulsų stiprintuvas, 6 - impulsų stiprintuvas, 7 - impulsų analizatorius, 8 - spausdinimo įrenginys, 9 - asmeninis kompiuteris.

Atliekant spektrų analizę buvo identifikuojami radionuklidai ir apskaičiuojami kalibruoti plotai po gama spinduliuotės spektro smailėmis. Tuo tikslu spektras aproksimuojamas Gauso skirstinio formos kreive, kontroliuojant aproksimacijos tikslumą nuokrypių mažiausių kvadratų metodu. Spektro tyrimuose yra tokia procedūrų seka: i) smailių paieška, ii) charakteringų energijų nustatymas, iii) radionuklidų identifikavimas naudojantis radionuklidų biblioteka, iv) impulsų skaičiaus tiriamojoje smailėje ir foninio impulsų skaičiaus įvertinimas. Paprastai spektrų analizės procedūros yra spektrometrinės sistemos valdymo ir spektrų apdorojimo programinės įrangos sudėtinė dalis, įgalinanti atlikti analizę automatiškai.

3. Silicio karbido tyrimų rezultatai

Silicio karbidas yra plataus draustinių energijų tarpo puslaidininkinė medžiaga, kurioje savoji varža kambario temperatūroje gali būti didesnė nei $10^{11} \Omega\text{cm}$, o pramušimo laukas gali siekti $3 \times 10^6 \text{ V/cm}$ vertes. 4H-SiC politipas yra tinkamesnė medžiaga detektorių gamybai už kitų politipų SiC, nes turi didesnę elektronų judrį. SiC prietaisai gali veikti temperatūrose iki 700°C . Buvo nustatyta, kad didelės energijos spinduliuotės detektorių SiC su Šotkio (*Schottky*) sandūra registruojamo atsako priklausomybė nuo šiluminių neutronų įtėkio ir gama spinduliuotės yra tiesiška 9 eilių ribose, 5 proc. tikslumu [95].

Iš kitos pusės, SiC pagrindu pagamintų prietaisų našumas ir efektyvumas yra ribotas dėl palyginus didelio savųjų defektų tankio medžiagoje. Elektronų ir skylių gaudyklės draustiniame energijų tarpe dažniausiai mažina prietaisų efektyvumą dėl to, jog yra sugaudomi apšvitos generuoti laisvieji krūvininkai. Įvairūs tyrinėtojai aprašo daug skirtingų lygmenų su gana besiskiriančiais parametrais, net jei bandiniai yra pagaminti ir apdoroti vienodomis technologijomis.

3.1 Silicio karbido savųjų defektų charakteristikos

Buvo tyrinėti tūriniai 4H-SiC kristalai ir jų pagrindu pagaminti spinduliuotės detektoriai. Jie pagaminti iš didžiavaržio 550 mikronų monokristalo. Norint gauti savąją varžą, didesnę nei $10^{11} \Omega\text{cm}$, buvo panaudotas kompensavimas vanadžiu. SiC detektoriai buvo pagaminti užgarinant titano ominus elektrodus apačioje ir formuojant nikelio Šotkio sandūrą viršuje [96]. Siekiant išvengti paviršinių nuotėkio efektų, buvo panaudotas apsauginis nikelio žiedas aplink viršutinį elektrodą [97]. Taip pagamintuose detektoriuose krūvio surinkimo efektyvumas buvo 60 proc., esant prijungtai 600 V įtampai [96]. Tai rodo sąlyginai didelę gaudyklių koncentraciją, dėl kurių krūvininkai yra pagaunami ir rekombinuoja, nepasiekę

elektrodo. Todėl buvo atlikti detalesni defektų parametrų tyrimai tokiuose bandiniuose.

Siekiant aprašyti šiluma skatinamųjų srovių stiprių kitimus analitiškai, buvo priimta, kad šiluma generuoti krūvininkai greitai ištraukiami iš bandinio, kai yra prijungtas stiprus elektrinis laukas. Elektronų tankio kitimo kinetika gali būti aprašoma tokia diferencine išraiška [98]:

$$\frac{dn_t}{dT} = \frac{\nu S_n N_c n_t}{\beta} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right), \quad (3.1)$$

kur n_t yra elektronų tankis, E_t - gaudyklės lygmens energetinė padėtis žemiau laidumo juostos, T – temperatūra, ν – elektronų šiluminis greitis, S_n – elektrono pagavimo skerspjūvis, N_c – efektinis būsenų tankis laidumo juostoje, β yra temperatūros keitimo greitis, k – Bolcmano konstanta. Pradinė sąlyga yra tokia $n_t(T_0) = n_{t0}$. Čia T_0 spektro matavimo pradžios temperatūra. Lygties (3.1) sprendinys yra toks:

$$n_t = n_{t0} \exp\left[-\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \nu S_n N_c \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) dT\right], \quad (3.2)$$

kuris aproksimuojamas, kai $\nu S_n N_c$ nepriklauso nuo temperatūros, taip:

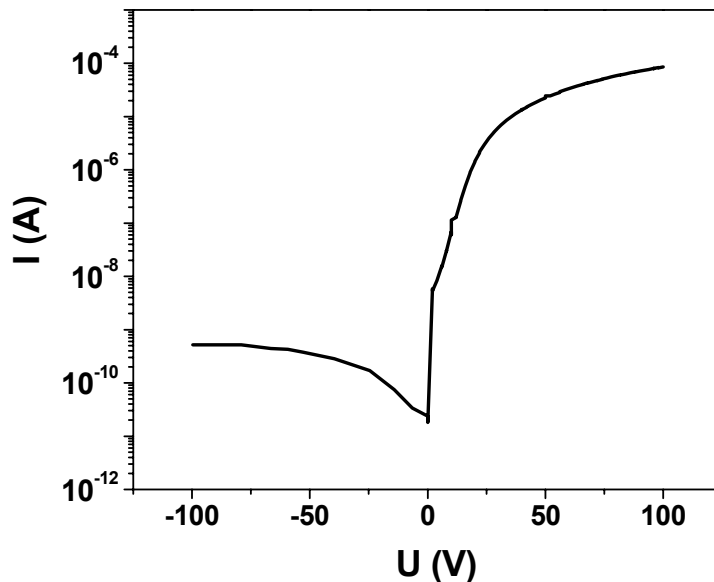
$$n_t \approx n_{t0} \exp\left[-\frac{\nu S_n N_c k T^2}{\beta(E_t + kT)} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right)\right]. \quad (3.3)$$

Pastaroji aproksimacija leidžia gauti informatyvią analitinę išraišką, ir paklaidos yra gana nedidelės, atsižvelgiant į galimus eksperimento netikslumus. Šiluma generuotų elektronų srovės stipris [98] užrašomas taip:

$$I = \frac{1}{2} q L A \nu S_n N_c n_{t0} \exp\left[-\frac{E_t}{kT} - \frac{\nu S_n N_c k T^2}{\beta(E_t + kT)} \exp\left(\frac{E_t}{kT}\right)\right]; \quad (3.4)$$

čia q yra elektrono krūvis, L – Šotkio diodo barjero geometrinis storis, A – sandūros plotas. T_m – srovės smailės temperatūra.

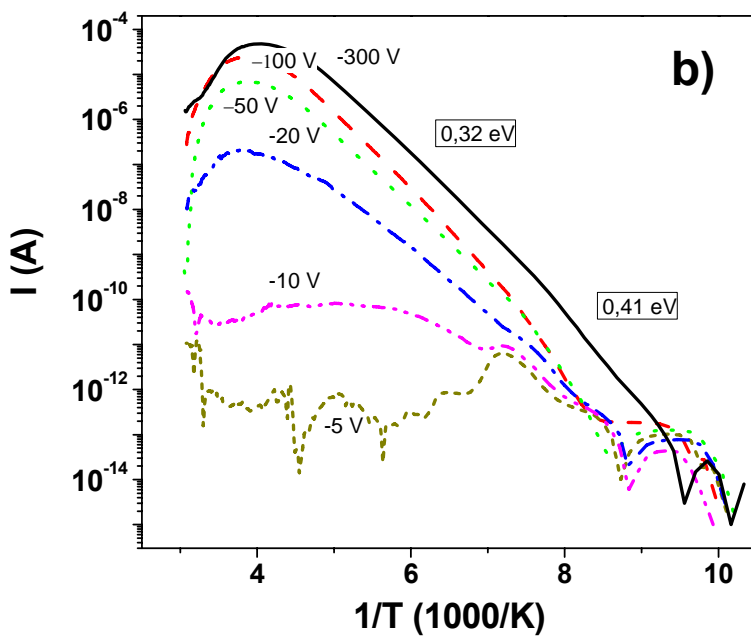
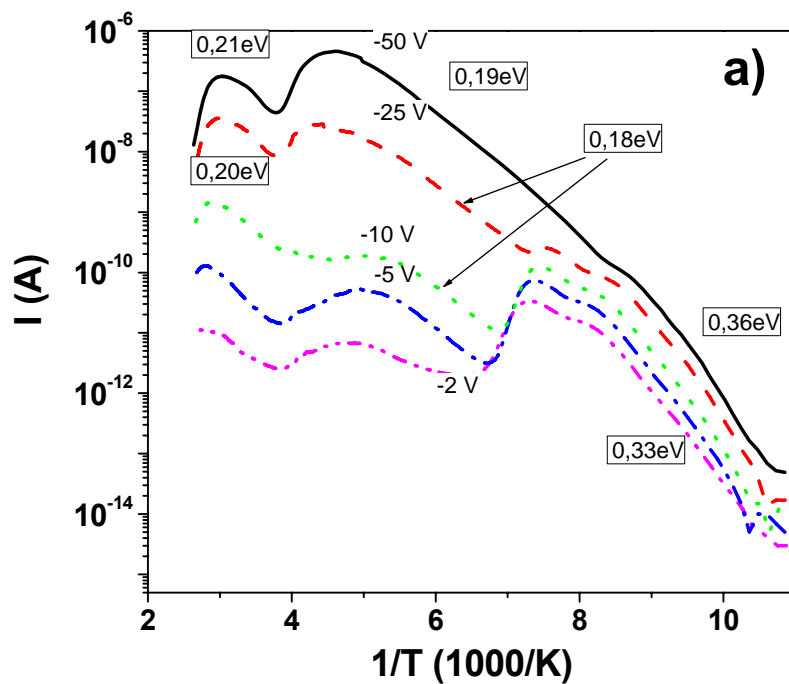
Tyrinėtų SiC Šotkio diodų bandinių voltamperinių charakteristikos yra pavaizduotos 3.1 pav. Iš šių priklausomybių buvo nustatytas barjerų aukštis, kurio vertė yra 1,9 eV .



3.1 pav. Ištirtų spinduliuotės detektorių SiC būdinga voltamperinė charakteristika [pagal S2].

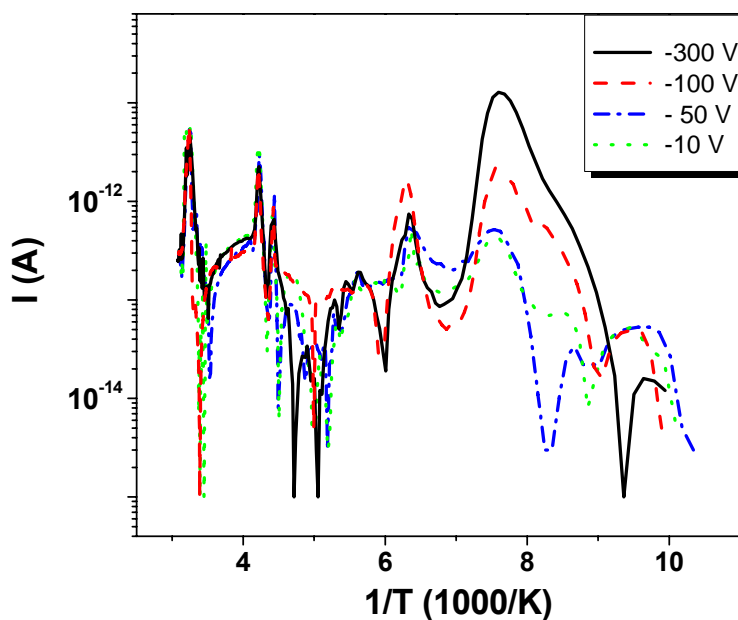
Ištirtų bandinių šiluma skatinamųjų srovių (ŠSS) tipinis spektras yra pavaizduotas 3.2 pav. Pažymėtina, kad šis spektras yra gana sudėtingas. Spektrai buvo skirtingi net ir neapšvitintuose detektoriuose. Šie skirtumai parodo tyrinėtų kristalų sudėtingą defektų spektrą ir sudėti, kurią sąlygoja ir keletas elektrinio krūvio būsenų netgi tos pačios prigimties defektams. Šviesa sužadintuose bandiniuose ŠSS kreivių forma, o taip pat smailių padėtys bei efektinės aktyvacijos energijos vertės priklauso nuo prijungtos įtampos poliškumo ir dydžio. Tai nulemia elektrinio lauko persiskirstymas netvarkiose darinio srityse, potencinių tūrinių barjerų ir jų kompensavimo išoriniu lauku efektai.

Spektre 3.2 a pav. galima išskirti keletą smailių, kurių padėtis I/T skalėje ir srovės stiprio amplitudės elgiasi skirtingai, priklausomai nuo prijungtos įtampos. Žemų temperatūrų srityje 110 - 140 K yra stebima smailė, kurios šlaite yra įvertinta aktyvacijos energija 0,33 – 0,36 eV.



3.2 pav. Šiluma skatinamosios srovės stiprio spektrai dviejuose (a ir b) skirtinguose tos pačios auginimo technologijos kristaluose [pagal S4].

Kitame bandinyje (3.2b pav.), artimame pirmojo bandinio I/T spektro ruože, stebima smailė šiek tiek pasislinkusi aukštesnių temperatūrų kryptimi, kuriai įvertinta aktyvacijos energija yra apie 0,41 eV. Šioms smailėms aktyvacijos energijos vertės nepriklauso nuo įtampos vertės. Visi šie spektro smailių ypatumai iliustruoja šiluminę krūvininkų generaciją iš pagavimo lygmenų, aprašomą (3.1) – (3.4) išraiškėmis. Tokiu pat būdu buvo įvertinta aktyvacijos energijos vertė 0,32 eV smailei ties 118 K ir 0,39 eV smailei ties 135 K. Šios aktyvacijos energijų vertės gerai dera su aprašytomis [99] darbe, kur smailė yra identifikuota priskiriant gaudykles dislokacijoms. Taip pat, 0,32 eV ir 0,39 eV vertės yra artimos 0,35 eV aktyvacijos energijos vertei, kai spektro smailė priskiriama boro priemaišai didžiavaržiamame SiC [100].



3.3 pav. Šiluma skatinamosios depoliarizacijos spektrai, užregistruoti sužadinus bandinį balta šviesa ir esant skirtingomis įtampomis [pagal S4].

Lygmenų persielektrinimas taip pat įtakoja bandinio liekamąją poliarizaciją. Tai galima aiškiai pastebėti šiluma skatinamosios depoliarizacijos (šSD) spektre 3.3 pav., kur matosi, kad egzistuoja skirtingi poliarizacijos

šaltiniai tam tikruose temperatūrų intervaluose. Matosi, kad 110 – 140 K temperatūrų srityje depoliarizacijos srovės vertė priklauso nuo įtampos poliaringumo. Galima manyti, kad defektai nėra taškiniai, o yra išplitę tūryje ir turi potencinio barjero apsuptį, kaip ir dislokacijų atveju. Aukštesnėse temperatūrose (apie 130 – 140 K) depoliarizacijos srovės priklausomybė nuo įtampos poliškumo išnyksta. Šiame intervale šiluma skatinamosios depoliarizacijos spektras yra sudėtingos struktūros, kurią sunku detaliai išskaidyti. Paprastai šiluma skatinamosios depoliarizacijos spektro forma yra susijusi su elektrinių parametrų erdviniais nevienalytiškumais, kurie gali būti indukuoti šviesa arba yra pačios medžiagos savybė. Šiluma skatinamųjų srovių spektras taip pat pasikeičia (3.2 pav.), - aukštesnėse temperatūrose matosi netiesinė srovės priklausomybė nuo prijungtos įtampos. Aktyvacijos energija taip pat neišlieka pastovi, - ji didėja, didėjant prijungtai įtampai, kol elektrinio lauko stipris pasiekia ~ 1 kV/cm vertę.

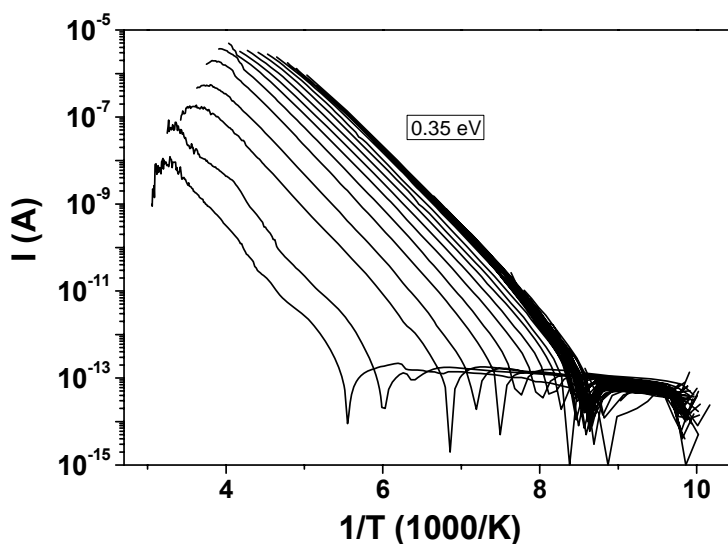
Pirmajame bandinyje aktyvacijos energijos vertė yra apie 0,19 eV, o kitame bandinyje – 0,32 eV. Prieš tai aprašytas šiluma skatinamųjų srovių spektro pobūdis negali būti paaiškintas vienalyčio puslaidininkio klasikiniu modeliu, aprašomu (3.1) – (3.4) lygtimis. Todėl yra tikėtina, kad medžiagos nevienalytiškumai įtakoja draustinio energijų tarpo kraštų potencialo reljefą. Dėl medžiagos sudėtingos struktūros, skirtingų tipų nevienalytiškumo buvimas yra tikėtinas skirtinguose SiC bandiniuose. Literatūroje plačiai aptarta, kad priklausomai nuo auginimo technologijos, silicio karbide gali būti ne tik sudėtinga juostinė struktūra, bet ir keletas politipų [101]. Be to, dėl temperatūros svyravimo auginimo metu, kristalo laidumą nulemiančių legirantų arba defektų kompensavimas paprastai įveda papildomų lokalių nukrypimų nuo stochiometrijos. Todėl, kai yra draustinio energijų tarpo kraštų potencialo reljefas, sužadinti krūvininkai yra pagaunami į potencines duobes ir nebegali dalyvauti elektriniame laidume. Prijungtas elektrinis laukas gali indukuoti barjero kitimą. Kitais atvejais potencinis reljefas gali būti ekranuotas injektuotų krūvininkų. Esant stipriam elektriniam laukui, pernašos sąlygos šiluma generuotiems krūvininkams tampa palankios. Šis modelis paaiškina

anksčiau apibūdintą aktyvacijos energijos verčių padidėjimą, didėjant temperatūrai. Iš esmės, net klasikiniame modelyje, defektų lygmuo su mažesne aktyvacijos energija gali atsirasti aukštesnėse temperatūrose dėl pagavimo skerspjūvio temperatūrinių kitimų. Bet praktiškai, tokia galimybė yra maža, nes pagavimo skerspjūvis yra priešeksponentinis daugiklis išraiškose (3.1) - (3.4), tuo tarpu aktyvacijos energija keičia srovės stiprį eksponentiškai. Todėl pagavimo skerspjūvių temperatūriniai kitimai turėtų būti labai dideli, kad būtų pastebimi. Nevienalytės medžiagos modelyje tokia situacija galima dėl skirtingų generacijos ir pernašos mechanizmų, - nevienalytiškumų atveju, kai skirtingo laidumo sritys, pakartotinis pagavimas gali įtakoti ŠSS spektro smailės slinktis aukštesnėse temperatūrose. Toks modelis paaiškina apčiuopiamą šiluminės aktyvacijos energijos verčių sklaidą, tiriant skirtingus bandinius (nuo 0,18 eV iki 0,35 eV).

Šiluma skatinamosios depoliarizacijos (ŠSD) kreivės aukštesnėse temperatūrose taip pat gali būti susietos su potencialo nevienalytiškumais (3.3 pav.). Iš tikro, skirtinga erdvinė poliarizacija yra galima dėl lokalių defektų simetrijos, konfigūracijos bei orientacijos kristale. Todėl sudėtinga ŠSD kreivių struktūra, kuri negali būti paaiškinama vienalyčio puslaidininkio modeliu, tikriausiai neatspindi pavienių defektų lygmenų persielektrinimo, bet yra įtakota šiluminės moduliacijos ir krūvininkų persiskirstymo potencialinio reljefo duobėse. Iš kitos pusės šiluma skatinamosios depoliarizacijos srovės amplitudės kitimas nuo 10^{-13} iki 10^{-12} A yra lygus arba viršija šiluma skatinamų srovių (ŠSS) stiprių vertes, išmatuotas prijungus mažas įtampas. Todėl galima spręsti, kad šiluminė depoliarizacija šiame intervale stipriai įtakoja ŠSS vertes.

Siekiant išsiaiškinti potencialo nevienalytiškumų įtaką, buvo panaudotas pakartotinio šildymo metodas. Matavimų rezultatai yra pateikti 3.4 pav. Matosi, kad sekančiuose vienas po kito šildymo cikluose efektinės aktyvacijos energijos vertės nesikeičia, net pakitus šiluma skatinamųjų srovių (ŠSS) stiprių vertėms šešiomis eilėmis. Šie rezultatai patvirtina, kad, iš tikro, efektinės aktyvacijos energijos vertės gaunamos ne dėl krūvininkų tankio bandinyje, bet, greičiau, dėl prijungtos įtampos, kuri pakeičia krūvininkų pratekėjimo

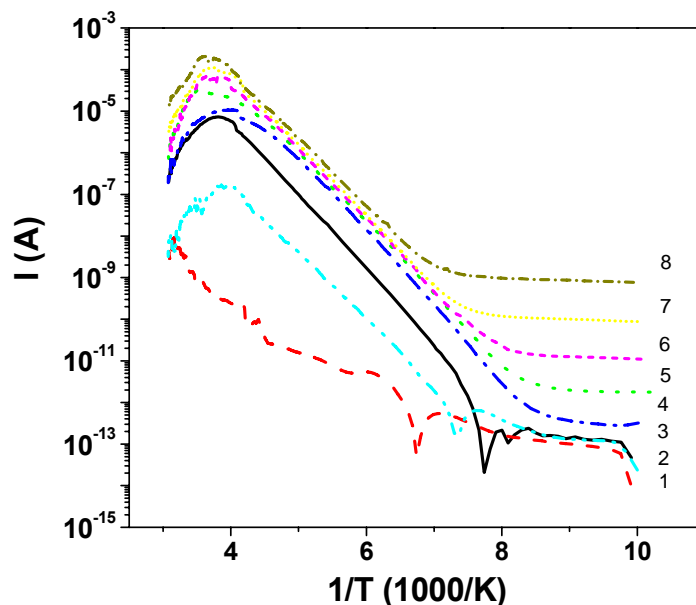
(perkoliacijos) sąlygas potencialinių barjerų tinkle. Galima manyti, kad prijungta įtampa turėtų keisti efektinio barjero aukščio vertę, kuri yra artima šiluminės aktyvacijos vertei. Jei tarsime, kad visi barjerai yra sujungti nuosekliai, tai toks įvertinimas parodo, kad 0,5 mm storio bandinyje turėtų būti apytiksliai 130 – 290 barjerų, - tai yra nevienlytiškumo sričių išplitimas turėtų būti 1,5 – 3,8 mikronų dydžio. Šie dydžiai yra artimi vertėms, gautoms [102] darbe.



3.4 pav. Šiluma skatinamosios srovės spektras, išmatuotas pakartotinio šildymo metodu, prijungus 50 V įtampą [pagal S12].

Įvairiems defektams priskirtinų parametrų kaita, aptikta žemose ir aukštose temperatūrose, atsispindi ir fotosrovės temperatūrinėse priklausomybėse (3.5 pav.). Šios priklausomybės buvo išmatuotos, šviečiant skirtingo intensyvumo balta šviesa. Matosi, kad, esant mažiems intensyvumams, žemų temperatūrų srityje fotosrovė nekinta, po to ji didėja proporcingai šviesos intensyvumui. Aukštesnėse temperatūrose, priešingai, staigus fotosrovės didėjimas pasireiškia, esant mažesniai šviesos intensyvumui, o vėliau įsisotina. Toks charakteristikų pobūdis patvirtina, kad krūvininkų generacijos ir pernašos sąlygos yra skirtingos įvairiuose temperatūrų ruožuose. Galima

manyti, kad aukštesnėse temperatūrose fotolaidumas padidėja, nes šviesa generuoti krūvininkai išlygina potencialo reljefą, pagerindami krūvininkų pratekėjimo (perkoliacijos) sąlygas.



3.5 pav. Fotosrovės stiprio priklausomybė nuo temperatūros, esant skirtingam šviesos intensyvumui (1 – mažiausias, 8 – didžiausias) [pagal S12].

Arti kambario temperatūros buvo gautas tamsinės srovės padidėjimas, iš kurio kitimo greičio įvertinta šiluminė aktyvacijos energija yra apie 0,63 eV. Tai galima priskirti krūvininkų generacijai iš defektų lygmenų, turinčių tokią pat aktyvacijos energiją. Lygmuo su tokia aktyvacijos energija yra aprašytas [103]. Įvairiuose darbuose šis lygmuo yra priskiriamas anglies vakansijoms [98], anglies ir tarpinio azoto atomo kompleksui arba silicio vakansijoms [103]. I.Pintile ir kt. [103] aptaria defektus, kurių aktyvacijos energija yra 0,66 eV, tai yra artima aktyvacijos energijos 0,63 eV vertei, gautai doktorantūros metu tyrinėtuose bandiniuose. I.Pintile šiuos defektus pirmiausiai priskyrė anglies ir tarpinio azoto defektams, kurie atsirado dėl azoto koncentracijos ir C/Si santykio kitimo auginimo metu.

Z.Q. Fang ir kt. [104] atliko tūrinio 4H-SiC Holo efekto ir DLTS matavimus. Buvo aptiktas gilus donorinis lygmuo, kurio aktyvacijos energija yra 0,58 eV. Atliekant DLTS matavimus, buvo aptiktas gilus lygmuo, kurio aktyvacijos energija yra 0,61 - 0,63 eV, ir jis priskirtas taip vadinamam Z_1 centrui, - vakansijos tipo defektui.

3.2 Radiacinių defektų charakteristikos SiC

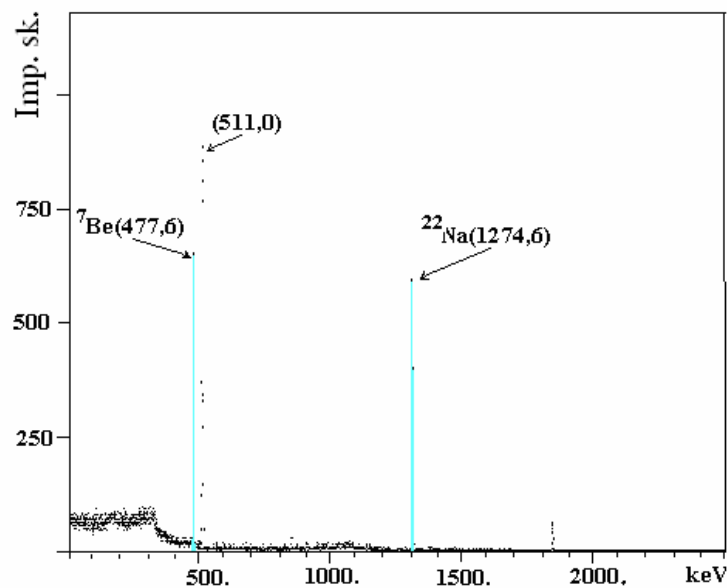
Šiame darbe buvo ištirti spinduliuotės detektoriai, pagaminti iš n tipo 4H-SiC epitaksinių sluoksnių, užaugintų IKZ (Institut für Kristallzuchtung, Berlin) ant n^+ tipo padėklų iš firmos „CREE“. C/Si santykis auginimo metu buvo išlaikomas apie 1,5, o kiti auginimo parametrai buvo tokie: temperatūra 1550 °C, sluoksnio augimo greitis 9 $\mu\text{m/h}$, N_2 slėgis $(6,4 - 9,2) \times 10^{-4}$ mbar. Taip išaugintų sluoksnių storis buvo apie 30 μm , o priemaišų tankis buvo $(0,5 - 1) \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. SiC detektoriai buvo pagaminti užgarinant 150 nm storio aukso Šotkio sandūrą ir įdeginant nikelio ominię elektrodą. Viršutinis elektrodas centre turėjo pusiau skaidrų optinį langelį, - 5 nm storio aukso sluoksnį. Siekiant sumažinti paviršinio nuotėkio efektus, buvo panaudotas apsauginis žiedas aplink visą viršutinį elektrodą, o atviras SiC paviršius buvo pasyvuotas silicio nitridu. Šiuose detektoriuose krūvio surinkimo efektyvumas, apšvitinant alfa dalelėmis ir gama spinduliuote, buvo gautas beveik 100 proc., esant prijungtai 600 V įtampai [105]. Vis dėlto, kiti tyrinėtojai [96] aptaria žymius medžiagos savybių pakitimus po apšvitinimo, pvz. pionais.

Ištirti bandiniai buvo apšvitinti 24 GeV/c protonais, kai apšvitos įtėkiai buvo keičiami nuo 10^{13} cm^{-2} iki 10^{16} cm^{-2} . Apšvitinimas buvo atliktas CERN'e. Apšvitų pasekoje susidariusių radionuklidų bei izotopų tankiams įvertinti buvo panaudoti metodai, kurie įprastai taikomi kosmogeninių radionuklidų, susidariusių atmosferoje iš kosminių spindulių branduolinių reakcijų su deguonimi, azotu ir argono branduoliais, tyrimams [106].

3.2.1 Radionuklidų charakteristikos

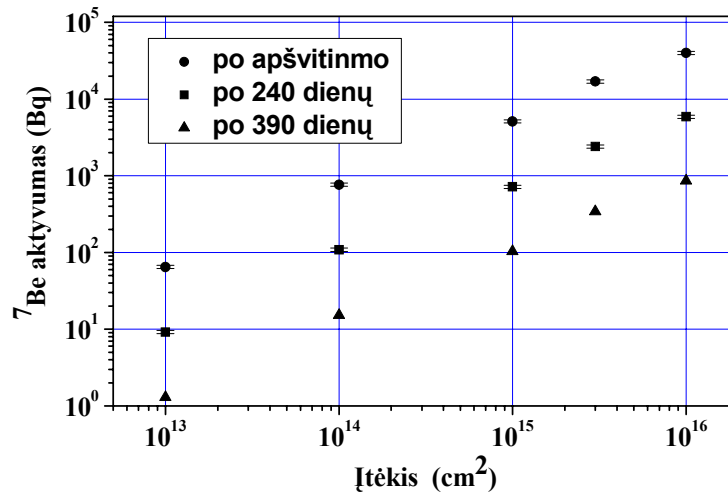
Žinoma, kad švitinant medžiagas elektringomis, didelių energijų dalelėmis (mūsų atveju 24 GeV/c protonais) apie 10 proc. jų energijos sunaudojama radionuklidų sudarymui branduolinėse nuskėlimo reakcijose su SiC medžiagos atomų branduoliais. Detektoriuose susidarančių radionuklidų ir izotopų kiekio nustatymui buvo pasitelkta gama spinduliuotės spektroskopija.

Aukštos skiriamosios gebos, mažo fono gama spektrometru buvo aptiktos ${}^7\text{Be}$ ir ${}^{22}\text{Na}$ būdingos linijos 24 GeV/c protonais apšvitintuose detektoriuose (3.6 pav.).

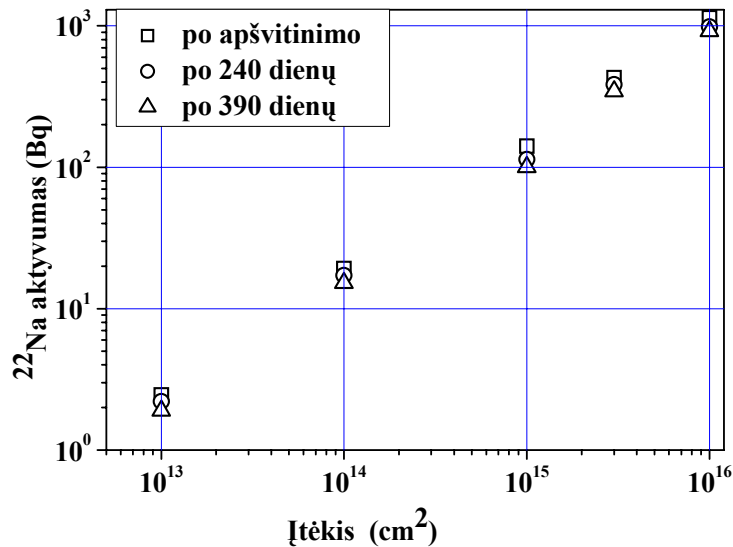


3.6 pav. Gama spektras SiC detektoriuje, prieš 240 dienų apšvitintame 10^{16} p/cm² ūtėkiu 24 GeV/c protonais [pagal S5].

Gama spektrai buvo matuojami, praėjus 240 dienų po švitinimo. Spektrų matavimai buvo pakartoti dar po 150 dienų. ${}^7\text{Be}$ ir ${}^{22}\text{Na}$ aktyvumai bandiniuose, - SiC detektoriuose, apšvitintuose skirtingais protonų ūtėkais, remiantis jų skilimų per 240 dienų modeliu, yra suskaičiuoti trims laiko momentams: i) apšvitos metu (0 dienų), ii) gama spektrų matavimo ir detektorių elektrinių parametrų tyrimo metu – 240 dienų ir 390 dienų, atitinkamai (3.7, 3.8 pav.).



3.7 pav. ${}^7\text{Be}$ aktyvumo priklausomybė nuo apšvitos įtėkio skirtingais laikais: tik apšvitinus, 240 dienų po apšvitinimo ir 390 dienų po apšvitinimo [pagal S7].



3.8 pav. ${}^{22}\text{Na}$ aktyvumo priklausomybė nuo apšvitos įtėkio skirtingais laikais: tik apšvitinus, 240 dienų po apšvitinimo ir 390 dienų po apšvitinimo [pagal S7].

Darbe ištirtų SiC detektoriuose radionuklidų aktyvumas, įvertintas gama spektrų skaidymo būdu, yra pateiktas 3.1 lentelėje. Čia taip pat pateikti ${}^7\text{Be}$ ir

^{22}Na atomų, susidariusių detektoriuose po apšvitinimo, skaičiai, įvertinti gama spektrų matavimo momentui.

3.1 lentelė. Po apšvitos susidariusių ^7Be ir ^{22}Na atomų kiekiai ir aktyvumai praėjus 240 dienų.

Apšvitos iškėlis (24 GeV/c protonai), cm^{-2}	^7Be atomų skaičius po apšvitinimo	^7Be aktyvumas praėjus 240 dienų po apšvitos, Bq	^{22}Na atomų skaičius po apšvitinimo	^{22}Na aktyvumas praėjus 240 dienų po apšvitos, Bq
1×10^{13}	$1,4 \times 10^9$	9,2	$3,1 \times 10^8$	2,2
1×10^{14}	$1,6 \times 10^{10}$	11	$2,4 \times 10^9$	17
1×10^{15}	$1,1 \times 10^{11}$	$7,3 \times 10^2$	$1,5 \times 10^{10}$	$1,1 \times 10^2$
3×10^{15}	$4,1 \times 10^{11}$	$2,4 \times 10^3$	$5,3 \times 10^{10}$	$3,8 \times 10^2$
1×10^{16}	$1,0 \times 10^{12}$	$5,8 \times 10^3$	$1,4 \times 10^{11}$	$1,0 \times 10^3$

SiC detektoriuose buvo nustatytas ^7Be ir ^{22}Na , susidariusių branduolinėse nuskėlimo reakcijose, aktyvumas, ir įvertintas po apšvitos susidariusių atomų skaičius (skilimo konstantos žinomos su dideliu tikslumu). ^7Be ir ^{22}Na aktyvumai bandiniuose yra gauti beveik vienodi. Šis santykis kokybiškai patvirtina, kad ^7Be susidarė protonų sąveikoje su anglies branduoliais, o ^{22}Na - su silicio branduoliais.

24 GeV/c protonų branduolinėse reakcijose su gamtinio anglies izotopų mišinio branduoliais ^{12}C (98,9 proc.) ir ^{13}C (1,1 proc.) susidaro tokie izotopai ir radionuklidai: B, Be, Li, He ir H. Su gamtinio Si izotopų mišinio branduoliais ^{28}Si (92,3 proc.), ^{29}Si (4,7 proc.) ir ^{30}Si (3,0 proc.) susidaro Al, Mg, Na, Ne, F, O ir N izotopai ir radionuklidai. Jų kiekius galima įvertinti, lyginant ^7Be ir ^{22}Na kiekius detektoriuose po apšvitos ir jų susidarymo skerspjūvius su minėtų izotopų ir radionuklidų susidarymo skerspjūviais.

Radionuklidų susidarymo skerspjūvis branduolinėse nukleonų nuskėlimo reakcijose plačiame energijų diapazone aprašomas empirine formule, pagrįsta daugeliu eksperimentinių rezultatų [107, 108]:

$$\sigma = \sigma_0 f(A) f(E) e^{-PAA - R(Z-SA+TA^2)^\gamma} \Omega \eta \xi, \quad (3.5)$$

čia σ_0 yra normavimo daugiklis. Faktoriai $f(A)$ ir $f(E)$ tinka dalijimosi, fragmentacijos ir išnykimo produktams A , atitinkamai. Funkcija $\exp(-PAA)$ aprašo skerspjūvio mažėjimą, kai taikinio ir produkto atominės masės skirtumas, $\Delta A = A_t - A$, didėja. Funkcinis daugiklis $\exp(-R(Z-SA+TA^2)^\gamma)$, su $\gamma \approx 3/2$, aprašo skirtingų elementų su branduolio krūviu Z izotopų produkcijos skerspjūvio pasiskirstymą. Gauso skirstinys atitinka statistinį branduolių transformacijos procesą. Skerspjūvio pasiskirstymo spektrinį plotį atitinka parametras $R=1.6$, energijai $E \geq 1250$ MeV. Parametras $S = 0,52 - 0,08$ (kai $A_t / Z_t - 2$) aprašo pasiskirstymo kreivės smailės padėtį.

3.2 lentelė. Lengvųjų izotopų skaičius SiC detektoriuose po apšvitinimo 24 GeV/c protonų įvairiais įtėkiais.

Įtėkis, cm ⁻²	¹¹ B ×10 ⁹	¹⁰ B ×10 ⁹	⁹ Be ×10 ⁹	⁷ Li ×10 ⁹	⁶ Li ×10 ⁹	⁴ He ×10 ¹⁰	³ He ×10 ⁹	² H ×10 ⁹	¹ H ×10 ⁹
1×10 ¹³	0,1	0,15	0,15	0,49	0,77	0,49	0,97	0,89	0,63
1×10 ¹⁴	1,2	1,8	1,8	3,5	9,0	5,8	11	11	7,4
1×10 ¹⁵	8,1	12	12	23	60	38	76	70	50
3×10 ¹⁵	31	45	45	51	230	150	290	270	190
1×10 ¹⁶	75	110	110	230	560	360	710	650	460

24 GeV/c protonų branduolinėse reakcijose su gamtinio anglies izotopų mišinio branduoliais gaminamų radionuklidų ir izotopų susidarymo skerspjūvius skaičiavome pagal (3.5) formulę. Buvo gauti visų, lengvesnių nei C atomai, izotopų ir radionuklidų susidarymo skerspjūvių santykiai su ⁷Be susidarymo skerspjūviu. Vertinome, kad trumpaamžiai radionuklidai, išskyrus tritį - H3, suskilo. Jų β bei β^+ skilimo produktų ir atitinkamų stabilų izotopų

kiekiai buvo sumuojami. Įvertinimai buvo gauti dauginant ${}^7\text{Be}$ atomų skaičių detektoriuose po apšvitos (3.2 lentelė) iš santykinio izotopų susidarymo skerspjūvio ir sumuojant β bei β^+ skilimo produktus. Šių įvertinimų duomenys yra pateikti 3.3 lentelėje.

3.3 lentelė. Sunkiųjų izotopų skaičius SiC detektoriuose po apšvitinimo 24 GeV/c protonų įvairiais iškėtais.

Įtekis, cm^{-2}	${}^{28}\text{Si}$ $\times 10^7$	${}^{27}\text{Al}$ $\times 10^8$	${}^{26}\text{Mg}$ $\times 10^7$	${}^{25}\text{Mg}$ $\times 10^{10}$	${}^{24}\text{Mg}$ $\times 10^{10}$	${}^{23}\text{Na}$ $\times 10^{10}$	${}^{22}\text{Ne}$ $\times 10^7$	${}^{21}\text{Ne}$ $\times 10^{10}$
1×10^{13}	0,16	0,17	0,26	1,3	0,43	0,12	0,66	0,16
1×10^{14}	1,3	1,3	2,1	9,7	3,4	1,0	5,2	1,3
1×10^{15}	8,1	8,4	13	66	27	6,4	25	8,2
3×10^{15}	28	29	45	220	76	21	120	28
1×10^{16}	75	78	110	580	190	56	290	75
Įtekis, cm^{-2}	${}^{20}\text{Ne}$ $\times 10^{10}$	${}^{19}\text{F}$ $\times 10^{10}$	${}^{18}\text{O}$ $\times 10^9$	${}^{17}\text{O}$ $\times 10^{10}$	${}^{16}\text{O}$ $\times 10^9$	${}^{15}\text{N}$ $\times 10^{10}$	${}^{14}\text{N}$ $\times 10^{10}$	
1×10^{13}	0,66	0,21	0,59	0,28	0,82	0,35	1,0	
1×10^{14}	5,1	1,7	4,5	2,2	6,4	2,8	8,0	
1×10^{15}	34	9,8	29	14	41	18	51	
3×10^{15}	110	37	100	49	140	62	180	
1×10^{16}	310	98	270	130	380	160	470	

Analogiškai buvo įvertinti 24 GeV/c protonų branduolinėse reakcijose su gamtinio silicio izotopų mišinio branduoliais susidarančių radionuklidų ir izotopų, sunkesnių nei C atomai, susidarymo skerspjūviai. Skaičiavimo rezultatai, gauti dauginant ${}^{22}\text{Na}$ atomų skaičių detektoriuose po apšvitos (3.2 lentelė) iš santykinio izotopų susidarymo skerspjūvio (3.5) ir sumuojant $\bar{\alpha}$ bei $\bar{\alpha}^+$ skilimo produktus, yra pateikti 3.4 lentelėje.

3.4 lentelė. Ilgaamžių radionuklidų aktyvumai praėjus 390 dienų po apšvitinimo.

Įtėkis, cm ⁻²	³ H, Bq	⁷ Be, Bq	¹⁰ Be, Bq	¹⁴ C, Bq	²² Na, Bq	²⁶ Al, Bq
1×10 ¹³	1,8	1,3	6,7×10 ⁻⁸	3,8×10 ⁻²	1,9	4,0×10 ⁻⁶
1×10 ¹⁴	22	15	7,9×10 ⁻⁷	0,3	16	3,2×10 ⁻⁵
1×10 ¹⁵	1,4×10 ²	1,1×10 ²	5,2×10 ⁻⁶	1,9	10	2,1×10 ⁻⁴
3×10 ¹⁵	5,5×10 ²	3,4×10 ²	1,8×10 ⁻⁵	6,7	3,5×10 ²	7,0×10 ⁻⁴
1×10 ¹⁶	1,3×10 ³	8,5×10 ²	4,3×10 ⁻⁵	18	9,1×10 ²	1,8×10 ⁻³

Detektorių tyrimo momentui susidariusių ⁷Be skilimo produktų ⁷Li ir ²²Na – ²²Ne kiekiai pridėti prie kitais reakcijos kanalais pasigaminusių izotopų (3.3 ir 3.4 lentelės).

Remiantis (3.5) išraiška, galima įvertinti ir ilgaamžių radionuklidų skaičių ir aktyvumus detektorių tyrimo momentui. Tai tritis – T, H³ ($t_{1/2} = 12,36$ m) ir ¹⁰Be ($t_{1/2} = 1,6 \times 10^6$ m), gaminami protonų reakcijose su anglimi, ir ¹⁴C ($t_{1/2} = 5730$ m) bei ²⁶Al ($t_{1/2} = 7.16 \times 10^5$ m), susidarę reakcijose su siliciu. Įvertinti ⁷Be ir ²²Na aktyvumai, tiesiogiai matuojant bandinių gama spektrus, ir suskaičiuoti ilgaamžių radionuklidų aktyvumai detektorių tyrimo momentui, yra pateikti 3.4 lentelėje.

Radionuklidų skilimą lydi didelės energijos elektronų spinduliavimas, kurių efektas atsispindi tiesiogiai arba gali keisti detektorių elektrines charakteristikas. ³H, ¹⁰Be ir ¹⁴C skyla spinduliuodami elektronus. ¹⁰Be spinduliuojamų elektronų kiekis yra nežymus. ³H spinduliuojamų elektronų ribinė energija yra 5.7 keV, o ¹⁴C – 49 keV. Skirtingais įtėkiais apšvitintuose detektoriuose buvo įvertinta nuklidų įvairių energijų elektronų spinduliavimo sparta nuo 0.6 iki 400 per sekundę.

⁷Be, ²²Na ir ²⁶Al branduoliai skyla giliųjų sluoksnių elektronų pagavos būdu. Jų skilimą lydi konversinių ir Ože elektronų spinduliavimas 3.9×10^{-8} , 0.19 ir 0.45 vienam skilimui, atitinkamai. Apčiuopiamą indėlį duoda tiksliai ²²Na spinduliuojami elektronai – nuo 0.4 iki 200 per sekundę.

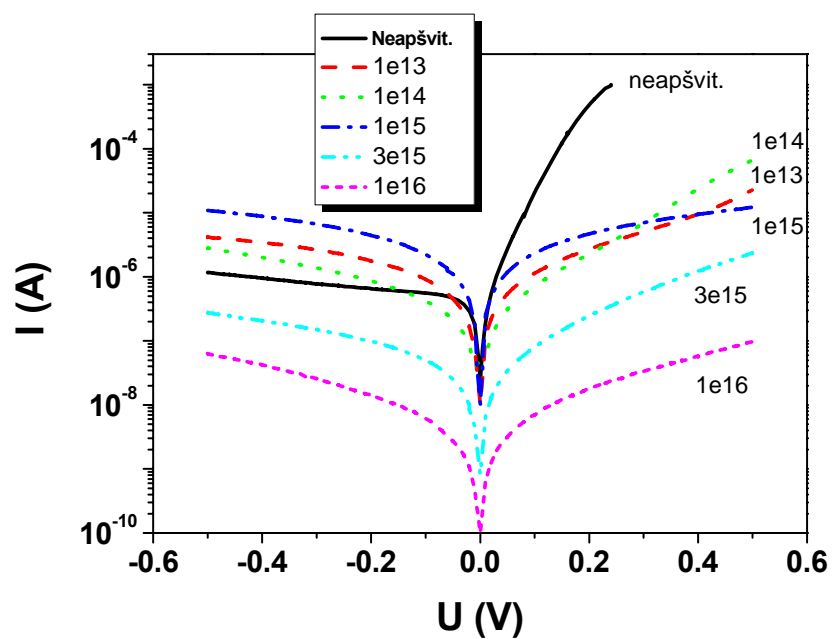
Gama spektrometru atlikti tyrimai pagrindė, kad ilgaamžiai radionuklidai išspinduliuoja elektronų kiekį, kuris nemodifikuoja elektrinių tyrimų rezultatų.

3.2.2 Spinduliuotės poveikis sluoksnių sąlyčių savybėms

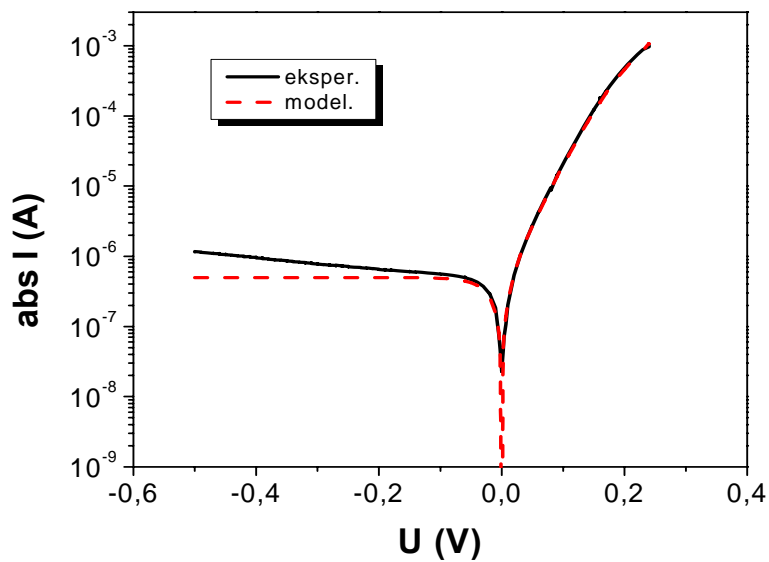
Kaip minėta aukščiau, pirminiame tyrimų sekos etape buvo kontroliuojamos apšvitintų ir neapšvitintų bandinių sandūrų ir elektrodų savybės. 3.9 pav. pavaizduotos voltamperinės charakteristikos, palyginant šiuos būdinguosius dydžius nešvitintuose ir apšvitintuose įvairiais įtėkiais bandiniuose. Matyti, kad neapšvitintame bandinyje išmatuota voltamperinė charakteristika praktiškai atitinka Šotkio diodo modelį. Išmatuotą kreivę galima sutapatinti su kreive suskaičiuota remiantis formulėmis (2.15) – (2.17) (3.10 pav.). Derinant modelines ir eksperimentines charakteristikas buvo naudojami tokie parametrai: potencinio barjero aukštis $\Phi_B = 0,75$ eV (šiuo atveju barjeras sudaromas įterpiant Au), idealumo faktorius $n = 1.05$, bandinio tūrio varža $R_s = 35 \Omega$. Laidžia kryptimi kreivės sutampa, o užtvarine kryptimi išmatuotas srovės stipris yra padidėjęs atžvilgiu apskaičiuotų verčių. Tai gali atsitikti dėl atsirandančių nuotėkio srovių per bandinio paviršines būsenas.

Didėjant apšvitos įtėkiui, $I-U$ charakteristikų asimetriškumas mažėja (3.9 pav.). Bandiniuose, apšvitintuose 10^{13} ir 10^{14} protonų/cm² įtėkais, voltamperinė charakteristika yra asimetrinė, bet didėjant apšvitos įtėkiui ši asimetrija praktiškai išnyksta, kaip pavaizduota 3.9 pav., esant įtėkiui 10^{16} protonų/cm². Todėl naudojantis Šotkio barjero modeliu nebegalima paaiškinti tokios kreivių eigos.

Didžiausi pakitimai po apšvitinimo yra susiję su nuotėkio srovės užtvarine kryptimi išaugimu ir difuzinio sando (tiesioginio jungimo atveju) mažėjimu dėl išaugusios rekombinacijos spartos bandiniuose (3.9 pav.). Šis mažėjimas matomas, esant mažesniai apšvitos įtėkiui, - iki 10^{15} cm⁻², kuris srovių priklausomybėje atspindi nežymų srovės maksimumą užtvarine kryptimi 3.11 pav.



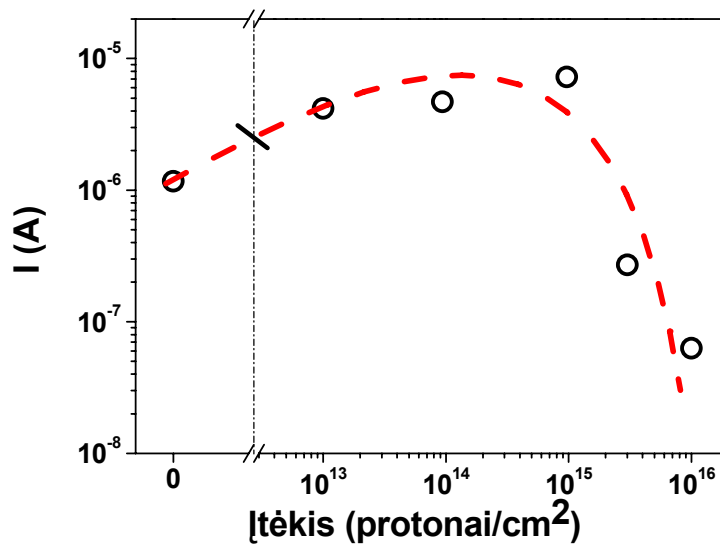
3.9 pav. Skirtingais \dot{I} tėkiais apšvitintų SiC detektorių voltamperinės charakteristikos [pagal S8].



3.10 pav. Eksperimente išmatuotos voltamperinės charakteristikos ir modeliuotos kreivės sutapatinimas neapšvitinto bandinio atveju [pagal S8].

Esant didesniam įtėkiui, - virš $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, stebimas srovės mažėjimas užtvarine kryptimi. Šie pakitimai atsiranda dėl bandinio tūrio varžos padidėjimo keliais tūkstančiais omų. Vis dėlto, tokios vertės yra per mažos apriboti srovę, esant mažoms įtampoms. Tai įrodo, kad pagrindinis srovės tekėjimo ribojimo mechanizmas yra susijęs su potencialių barjerų egzistavimu.

Iš aptartų rezultatų matyti, kad, net esant mažiam protonų įtėkiui (10^{13} cm^{-2}), 4H-SiC detektoriuose išnyksta diodinė charakteristika. Tikriausiai tai gali būti susiję su sandūros srities suardymu, apšvitinant didelės energijos dalelėmis. Tai lemia netvarkingų struktūrų atsiradimą, pvz. skirtingų potencialių barjerų susidarymą ir persiskirstymą bandinio tūryje.



3.11 pav. Srovės stiprio priklausomybė nuo apšvitos įtėkio, išmatuota prijungus įtampą užtvarine kryptimi [pagal S9].

Būdingas dvejetainis prietaiso savybių pakitimas, priklausomai nuo įtėkio, parodo skirtingų procesų indėlį. Galima tarti, kad esant palyginti mažam įtėkiui, - iki 10^{15} cm^{-2} , yra sukuriamas mažesnis defektinių sričių skaičius, kuriose elektronų pernaša per sąlyčio sritį yra padidėjusi, nes atsiranda didelio laidumo kanalai. Tai įtakoja nežymų efektyvų potencialio barjero aukščio sumažėjimą, - maždaug 0,05 eV, ir, kaip pasekmė, užtvarinės srovės

padidėjimą viena eile. Šioje būsenoje medžiagos kristalinė struktūra yra išlaikoma, ir atsiradę defektai, tikriausiai, dalyvauja kaip pavienės laidžios sritys. Kai įtėkis viršija $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, medžiagos savybės stipriai pasikeičia, - tai matosi 3.9 ir 3.11 pav. Esant dideliame defektų tankiui, medžiaga nebegali būti laikoma tvarkiu monokristalu. Tai reiškia, kad kristalinė struktūra tampa suardyta, ir krūvio pernašą lemia naujai susidariusi polikristalinė struktūra, kurioje yra daug skirtingų potencialinių barjerų. Kad elektronai galėtų dalyvauti elektriniame laidume, jie turi įveikti tuos barjerus, todėl pasireiškia voltamperinių charakteristikų ryškūs nuokrypiai nuo būdingų detektoriams.

3.3 Skyriaus rezultatų apibendrinimas

Buvo ištirti neapšvitinti ir protonais apšvitinti 4H-SiC jonizuojančios spinduliuotės detektoriai. Iš šiluma skatinamųjų srovių spektroskopijos ir voltamperinių charakteristikų analizės neapšvitintuose bandiniuose buvo nustatyta, kad kartu vyksta keletas fizikinių reiškinių, lemiančių pernašos ir pagavimo ypatybes medžiagoje.

Iš spektrų buvo surastos šiluminės aktyvacijos energijų tokios vertės: 0,18 eV; 0,21 eV; 0,37 eV ir 0,63 eV, kurių įvertinimo statistinės paklaidos neviršija 20 proc. Šios aktyvacijos energijų vertės paaiškinamos šilumine krūvininkų generacija iš gilių gaudyklių arba draustinio tarpo potencialo fluktuacijomis, keičiančiomis krūvininkų pernašą. Šiluma skatinamųjų srovių smailė su 0,37 eV aktyvacijos energija, gali būti paaiškinta šilumine krūvininkų generacija iš defektų lygmenų. Todėl ši smailė aptinkama palyginti žemose temperatūrose (<125 K). Tuo tarpu smailės su mažesnėmis aktyvacijos energijomis yra tikriausiai susiję su medžiagos nevienalytiškumo sąlygotais draustinio tarpo kraštų potencialo fluktuacijomis, todėl išryškėja aukštesnėse temperatūrose. Ši išvada yra pagrįsta tuo, kad srovės stiprio vertė taip pat kaip ir šiluma skatinamųjų srovių spektro forma žymiai ir netiesiškai priklauso nuo prijungtos įtampos. Gauti šiluma skatinamųjų srovių kitimo ypatumai negali būti paaiškinti vienalyčio puslaidininkio modeliu, todėl būtina atsižvelgti į

žymią erdvinių nevienalytiškumų įtaką. Skirtingų poliarizacijos šaltinių buvimas skirtingų temperatūrų srityse buvo nustatytas iš šiluma skatinamosios depoliarizacijos spektrų.

4H-SiC bandiniuose, apšvitintuose 24 GeV/c energijos protonais, kurių įtėkiai siekė iki 10^{16} cm⁻², buvo įvertintas skirtingų izotopų skaičius. Nustatyta, kad branduolių nuskėlimo protonais reakcijose su anglimi susidaro B, Be, Li, He ir H izotopai. Taip pat susidaro Al, Mg, Na, Ne, F, O ir N izotopai protonų sąveikoje su siliciu. ⁷Be ir ²²Na atomų skaičius ir aktyvumas SiC detektoriuose po apšvitinimo buvo išmatuotas eksperimentiškai. Remiantis šiais duomenimis buvo apskaičiuoti kitų radionuklidų aktyvumai, praėjus 390 dienų po apšvitinimo. ⁷Be ir ²²Na aktyvumai buvo proporcingi bendram apšvitos įtėkiui ir kito nuo 1,3 iki 890 Bq ir nuo 1,9 iki 950 Bq, atitinkamai. Bandiniuose, apšvitintuose 10^{13} protonų/cm² ir 10^{16} protonų/cm² įtėkiais, praėjus 390 dienų po apšvitinimo, per sekundę išspinduliuotų skirtingos energijos elektronų skaičius kito nuo 1 iki 600.

Buvo parodyta, kad apšvita didelės energijos protonais pablogina 4H-SiC detektorių diodines voltamperines charakteristikas.

4. Galio nitrido tyrimų rezultatai

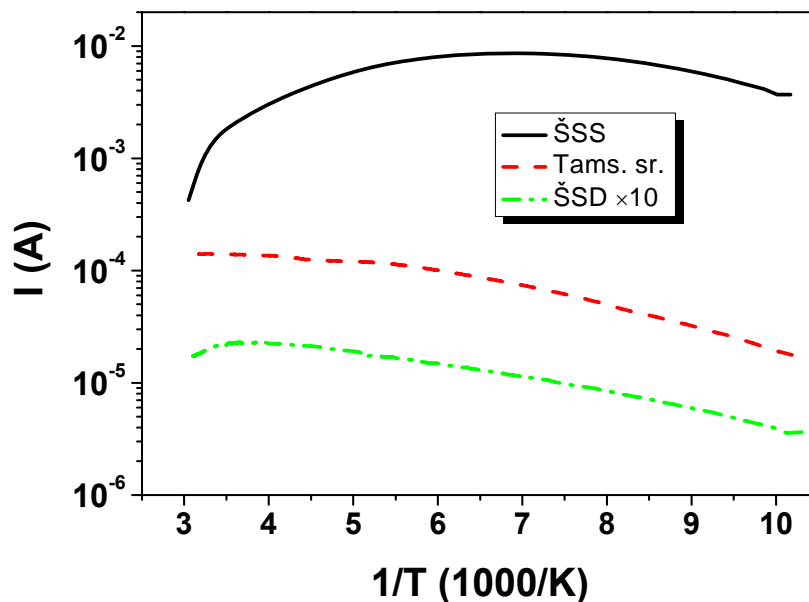
Viurcito tipo GaN puslaidininkiuose yra spontaninė poliarizacija, ir dėl to atsiranda stiprūs vidiniai elektrostatiniai laukai. GaN pagrindu projektuojamų dalelių detektorių technologijos plėtojimui, kūrimui ir optimizavimui reikalingi skirtingais metodais atlikti nuoseklūs krūvio pernašos ir defektų giliųjų lygmenų spektro tyrimai, nes šiame GaN kristalų auginimo technologijos išvystymo etape augimo savųjų defektų tankis vis dar yra labai didelis.

4.1 Defektų charakteristikos išėities medžiagoje

Defektais nulemtų giliųjų lygmenų spektrai buvo ištirti GaN monokristaluose ir plonuose didžiavaržio GaN sluoksniuose, užaugintuose ant safyro, šiluma skatinamųjų srovių (ŠSS) ir šiluma skatinamosios depoliarizacijos (ŠSD) metodais. Monokristalinės didelės varžos GaN plokštelės, kurių storis ~500 mikronų buvo pateiktos firmos „Lumilog“ (Prancūzija). Pusiausvyrųjų krūvininkų tankis šiuose bandiniuose kito nuo $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ iki $5,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, o judris buvo 380 – 920 cm^2/Vs . Plonų epitaksinių didžiavaržių detektorių struktūros buvo išaugintos cheminio garų nusodinimo iš metalo-organinių šaltinių (MOCVD) metodu ant safyro padėklo. Jie turėjo 2,5 arba 12 mikronų didžiavaržį GaN viršutinį sluoksnį ant *n*-GaN pasluoksnio. Ant viršaus buvo užgarinti 1,5 mm skersmens aukso Šotkio elektrodai. Šie ploni sluoksniai buvo apšvitinti 1 MeV reaktoriaus neutronais, kurių įtėkiai siekė 10^{16} n/cm^2 .

Buvo ištirta krūvio pagavos ir defektų struktūrų ekranavimo įtaka krūvininkų pernašai, sužadinus bandinį šviesa arba prijungta įtampa. Išėities ir apšvitintuose neutronais GaN bandiniuose šiluma skatinamųjų srovių spektruose buvo aptikti skirtingi pernašos reiškiniai. 4.1 pav. yra pateikti neapšvitinto GaN monokristalo plokštelių ŠSS, ŠSD ir tamsinės srovės spektrai. Spektrai tiek struktūra, tiek smailių forma yra panaši tiek monokristalinėse plonose plokštelėse, tiek epitaksiniuose sluoksniuose. Temperatūrų intervale 100 - 350 K šiluma skatinamųjų srovių spektrą sudaro

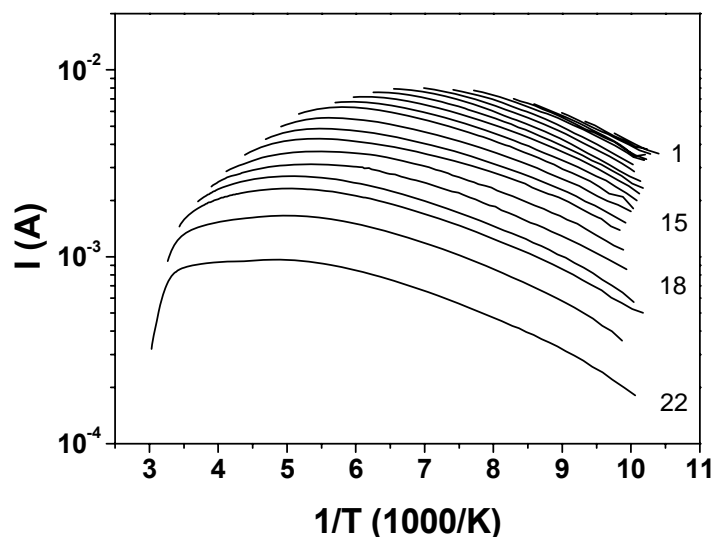
plati juosta. Be to, srovės logaritmo priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros buvo netiesinė, o tai neatitinka klasikinio modelio, aprašančio šiluminę generaciją iš gaudyklių [109, 110]. Siekiant išskirti šio spektro struktūrą buvo panaudota pakartotinio šildymo metodika, padedanti atskirti persiklojančias smailes.



4.1 pav. Šiluma skatinamųjų srovių, šiluma skatinamosios depoliarizacijos ir tamsinės srovės spektras neapšvitintame GaN bandinyje [pagal S3].

Tačiau, atliekant pakartotinius šildymo ciklus, šiluma skatinamųjų srovių spektro juostinis pobūdis nepakito (4.2 pav.). Be to, naudojant šiluma skatinamosios depoliarizacijos metodą gauta panaši depoliarizacijos srovės priklausomybė nuo temperatūros (4.1 pav.). Iš šių duomenų galima manyti, kad išmatuotos priklausomybės buvo sąlygotos ne šiluminės krūvininkų generacijos, bet greičiau krūvininkų judrio kitimo. Panaši išvada buvo padaryta ir [111] straipsnyje. Čia teigiama, kad net prie 77 K temperatūros bandinio sužadimas šviesa mažai įtakoja elektronų tankį galio nitride, bet gali lemti pastebimą liekamąjį Holo judrio padidėjimą. Sukeltas liekamasis fotolaidumo

efektas buvo priskirtas Holo jūdriui dėl būdingų elektriškai aktyvių defektų. Taip pat gali pasireikšti labai stiprus ekranavimas jonizuotomis priemaišomis, kuris riboja Holo jūdri galio nitride. Labai panašūs jūdrio kitimai dėl temperatūros buvo gauti [112]. Čia empiriškai sulyginami eksperimentiniai jūdrio duomenys [113], įskaitant sklaidą jonizuotomis priemaišomis ir fononais.



4.2 pav. Pakartotinio šildymo metodu išmatuotas šiluma skatinamųjų srovių spektras. Skaičiai dešinėje nurodo pakartotinių šildymo ciklų skaičių [S6].

Siekiant detaliau išanalizuoti krūvininkų jūdrio temperatūrinės priklausomybes, buvo pritaikyta ta pati eksperimentinių duomenų modeliavimo metodika, kaip ir [112]. Pirmasis modeliavimo žingsnis yra jūdrio priklausomybės nuo legiravimo lygio aproksimacijos parinkimas tam tikroje temperatūrų srityje, remiantis žinoma Caughey-Thomas išraiška [114]:

$$\mu_i(N) = \mu_{\min,i} + \frac{\mu_{\max,i} - \mu_{\min,i}}{1 + (N/N_{g,i})^{\gamma_i}} \quad (4.1)$$

čia $i=n,p$ elektronams ir skylėms atitinkamai. Modelio parametrai, $\mu_{\max,i}$, $\mu_{\min,i}$, $N_{g,i}$ ir γ_i priklauso nuo puslaidininkio medžiagos, o N yra legiravimo lygis.

Antra vertus, esant mažesniai legiravimo lygiui, kambario temperatūroje pagrindinis mechanizmas yra sklaida fononais. Šiuo atveju $\mu_{\max,i} = \mu_{l,i}$. Judrio temperatūrinė priklausomybė, kai jis yra lemiamas fononų ir jonizuotų priemaišų sklaida, yra įvertinama aproksimuojant laipsnine temperatūros funkcija [115]:

$$\mu_L = \mu_L(T_0)(T/T_0)^{-\alpha} \quad , \quad (4.2)$$

$$\mu_l = \mu_l(T_0)(T/T_0)^{-\beta} \quad . \quad (4.3)$$

Čia koeficientas α yra charakteringas laipsnio rodiklis, nusakantis judrio kintimą kintant temperatūrai, ir yra apspręstas sklaidos fononais, tuo tarpu β yra laipsnio rodiklis, vykstant sklaidai jonizuotomis priemaišomis. Realiuose puslaidininkiuose α ir β koeficientų vertės paprastai nesutampa su teoriškai apskaičiuotomis vertėmis, todėl jos turi būti išmatuotos eksperimentiškai.

Empirinė išraiška, apibūdinanti judrio priklausomybę nuo temperatūros ir sklaidos centrų tankio, buvo gauta [112]:

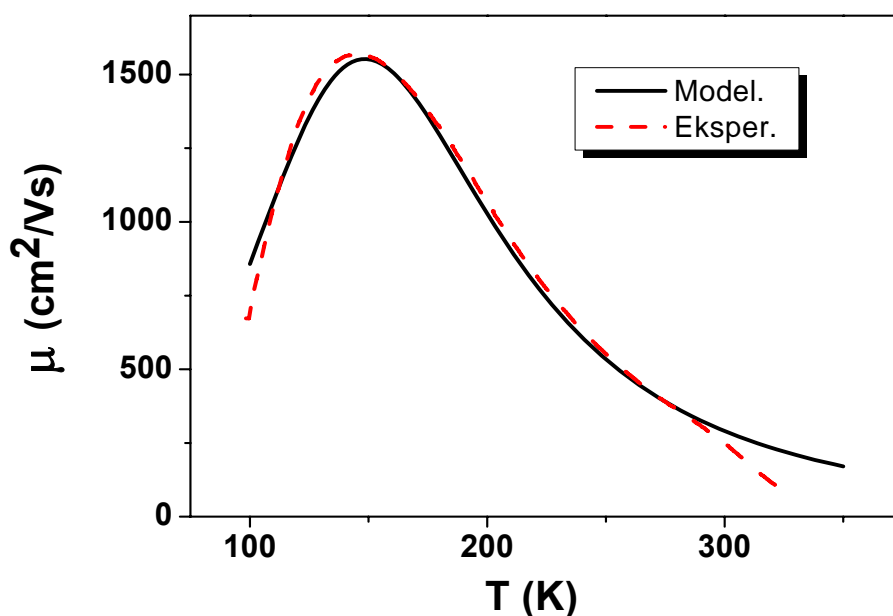
$$\mu_i(N, T) = \mu_{\max,i}(T_0) \frac{B_i(N)(T/T_0)^{\beta_i}}{1 + B_i(N)(T/T_0)^{\alpha_i + \beta_i}} \quad , \quad (4.4)$$

čia

$$B_i(N) = \left[\frac{\mu_{\min,i} + \mu_{\max,i} (N_{g,i} / N)^{\gamma_i}}{\mu_{\max,i} - \mu_{\min,i}} \right]_{T=T_0} \quad . \quad (4.5)$$

Ši išraiška buvo panaudota, modeliuojant eksperimentinius judrio priklausomybės nuo temperatūros duomenis, gautus matuojant Holo judrį Van der Paw metodu neapšvitintame bandinyje. Modelinių ir eksperimentinių kreivių sutapatinimas yra iliustruojamas 4.3 pav. Kambario temperatūroje išmatuota judrio vertė buvo apie 250 cm²/Vs, t.y. mažesnė nei elektronų judris GaN (~1000 cm²/Vs) ir didesnė nei skylių judris (≥100 cm²/Vs). Paprastai tai galima paaiškinti elektronų ir skylių bipoline pernaša, lemiančia Holo judrio sumažėjimą. Be to, legiruotame bandinyje judris taip pat gali sumažėti dėl didelio sklaidos centrų skaičiaus. Modeliuojant eksperimentinę kreivę buvo laikyta, kad krūvininkų tankis yra nepakitęs ir lygus 1×10¹⁵ cm⁻³, kaip nurodė gamintojas. Parametrų vertės, užtikrinančios geriausią teorinių ir

eksperimentinių kreivių sutapimą, buvo tokios: $\mu_{max,i} = 1600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_{min,i} = 160 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $N_{g,i} = 2.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\gamma_i = 1.3$, $a_i = 3.5$, $b_i = 2.85$, $N = 1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $T = 185 \text{ K}$. Tai reiškia, kad neapšvitintuose GaN bandiniuose judris ribojamas sklaidos jonizuotomis priemaišomis ir kinta proporcingai $\sim T^{2.8}$, o gardelės sklaida sąlygoja priklausomybę $\sim T^{3.5}$. Temperatūrų intervale 148 – 153 K judrio vertės siekė $1550 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ dydį. Tokios vertės parodo palyginus gerą plono kristalo kokybę.



4.3 pav. Eksperimentinės ir sumodeliuotos judrio priklausomybės nuo temperatūros neapšvitintame GaN bandinyje [pagal S6].

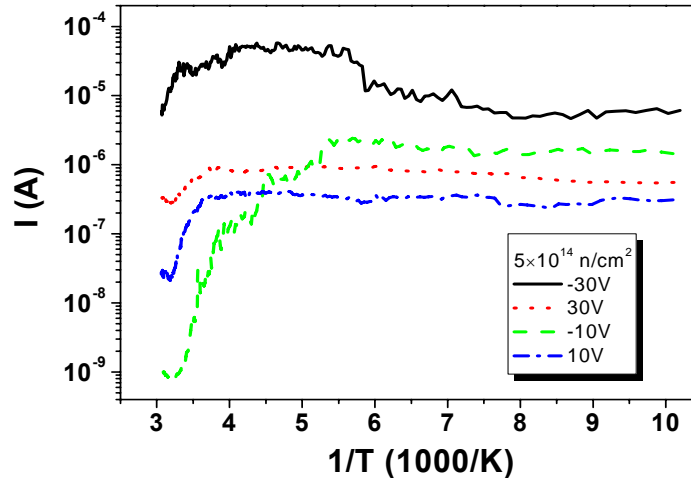
Be to, iš 4.1 ir 4.2 pav. matyti, kad po pakartotinio kaitinimo ciklą, eksperimentinė šiluma skatinamųjų srovių smailės amplitudė sumažėjo, o smailė pasislinko link aukštesnių temperatūrų. Paprastai toks kitimas gaunamas kai stiprėja sklaida jonizuotais ir/arba neutraliais defektais (pvz. [116]). Tai reiškia, kad sužadinant, savitaisiais defektais nulemtų sklaidos centrų koncentracija turėtų sumažėti. Bet paprastai, po sužadinimo, jonizuotų priemaišų koncentracija, iš kurių yra generuojami krūvininkai, išauga. Taip

gali būti realiose puslaidininkinėse struktūrose, kuriose yra ne tik taškiniai sklaidos centrai, bet ir išplitusių defektų. Paprastai dėl legiravimo nevienalytiškumo, kuris gali atsirasti dėl auginimo metu atsirandančių nežymių temperatūros svyravimų, defektai yra nevienalytiškai pasiskirstę. Tokie tūriniai nevienalytiškumai sukelia draustinio tarpo kraštų moduliaciją ir sąlygoja draustinio tarpo potencinį reljefą, kuris yra svarbus krūvio pernašoje [117, 118, 119]. Tai yra gerai žinoma puslaidininkinių medžiagų problema, kuri dar nėra iki galo išnagrinėta. Neseniai ši problema buvo aktuali didžiavaržiamame GaAs. Šios medžiagos nevienalytiškumo problema po išsamių tyrinėjimų buvo išspręsta daugiau nei per dešimtmetį. GaN lėta laidumo relaksacija buvo stebėta daug kartų, - tai parodo, kad pernašos reiškinuose vyrauja medžiagos nevienalytiškumai. Todėl buvo pasiūlytas modelis, kuriame yra įtrauktas, dėl kristalo nevienalytiškumų atsirandantis, potencinių fliktuacijų efektas, sukeliantis pratekėjimo efektus. Žemose temperatūrose šviesa generuoti krūvininkai užpildo potencines duobes ekranuodami priemaišas, dėl to potencialo reljefas išsilygina. Šildant išsilaisvinę krūvininkai rekombinuoja priversdami defektus tapti krūvininkų sklaidos centrais. Panašus elektronų pakartotinio pagavimo į šviesa neutralizuotus defektus reiškinys, dėl kurio stabilizuojasi judris nelegiruotame GaN, yra aprašytas ir [111] darbe.

4.2 Neutronų apšvita indukuoti charakteristikų kitimai

Didėjant apšvitos įtėkiui, atsiranda keletas krūvio pernašos parametrų pakitimų. Pirmiausia srovės vertės sumažėjo keliomis eilėmis, proporcingai įtėkiui. Šiluma skatinamųjų srovių (ŠSS) spektro forma tai pat pasikeitė. ŠSS spektras, apšvitinus $(0,5 - 1) \times 10^{15}$ n/cm², buvo be išreikštos struktūros, kuriame nebebuvo galima matyti būdingų savybių (4.4 ir 4.5 pav.). Dėl didelio defektų, susidariusių po apšvitos ir veikiančių kaip sklaidos centrai, tankio bei dėl jonizuojančiąja spinduliuote sudarytų gaudyklių, srovė padidėjo tik viena eile, sužadinus bandinį šviesa. Kad egzistuoja daug defektų galima matyti iš supertiesinio srovės augimo, prijungus įtampą (4.5 pav.). Toks kitimas yra

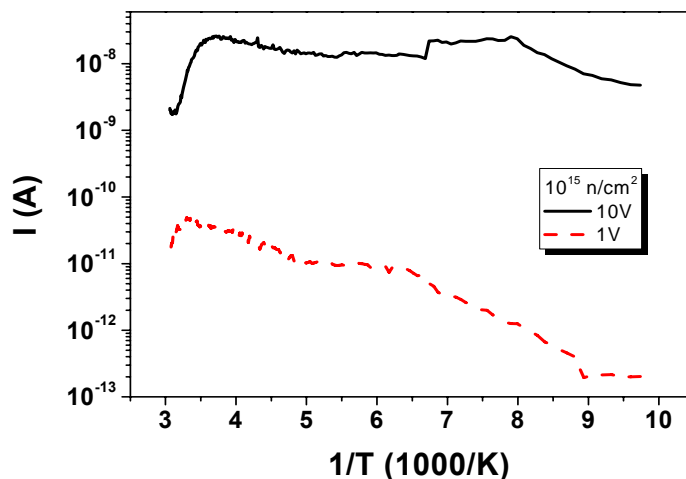
būdingas erdvinio krūvio ribotai injekcijai didelės varžos medžiagoje, turinčioje daug gaudyklių.



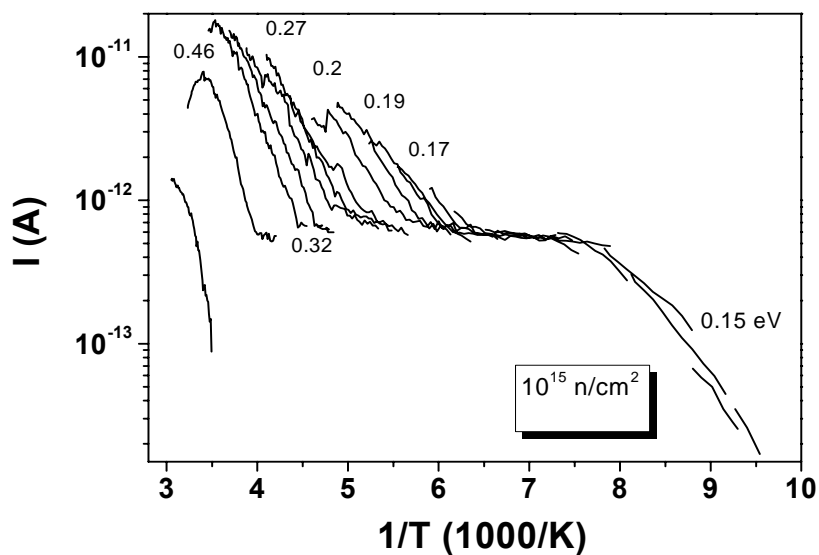
4.4 pav. Šiluma skatinamųjų srovių spektras, išmatuotas bandinyje apšvitintame $5 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$, prijungus skirtingas įtampas [pagal S6].

Krūvininkų judris yra sumažėjęs ir mažai priklauso nuo temperatūros. Be to, šiuose detektoriuose srovės nestabilumai gali atsirasti dėl krūvininkų dreifo kitimo labai netvarkioje medžiagoje. Tokioje medžiagoje gali atsirasti didesnės varžos sritys, kurios nebus prieinamos krūvininkams, taip priversdamos juos judėti pratekėjimo sritimis aplink tokius didelės varžos intarpus. Kita vertus, tai sąlygoja efektinį bandinio tūrio sumažėjimą [120]. Šis efektas taip pat aptariamas [121] darbe, remiantis efektinio tūrio modeliu, priskiriant nevienalytiškumus skirtingo laidumo sferiniams intarpams [122]. Tai lemia medžiagos varžos didėjimą ir judrio mažėjimą [118]. Antra vertus, temperatūros kitimas gali lemti pratekėjimo trajektorijų kitimą dėl priemaišų ekranavimo šiluma generuotais krūvininkais. Išsamiau tai yra išanalizuota [119] darbe. Toks charakteristikų kitimas neleidžia apskaičiuoti defektų aktyvacijos energijų $5 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$ apšvitintuose bandiniuose. Tuo tarpu bandiniuose, apšvitintuose $1 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$, defektų lygmenys gali būti identifikuoti, pritaikant pakartotinio šildymo metodiką (4.6 pav.). Geriausiai

išskirtų aktyvacijos energijų vertės gautos tokios: 0,15 eV; 0,17 – 0,20 eV; 0,27 – 0,32 eV ir 0,46 eV.

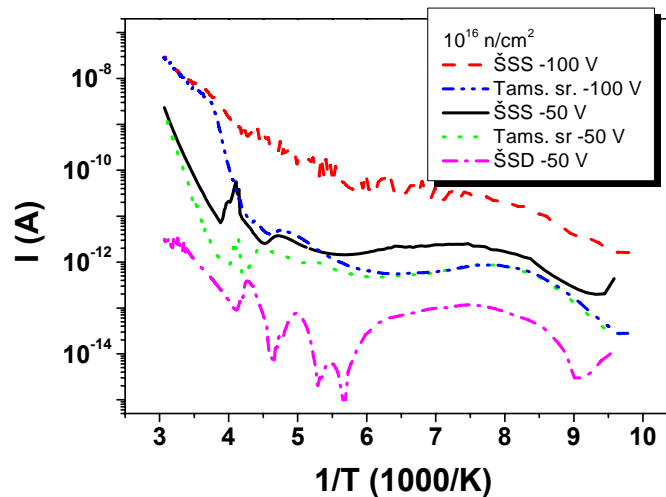


4.5 pav. Šiluma skatinamųjų srovių spektras, išmatuotas bandinyje apšvitintame $1 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$ įtėkiu, prijungus skirtingas įtampas [pagal S6].

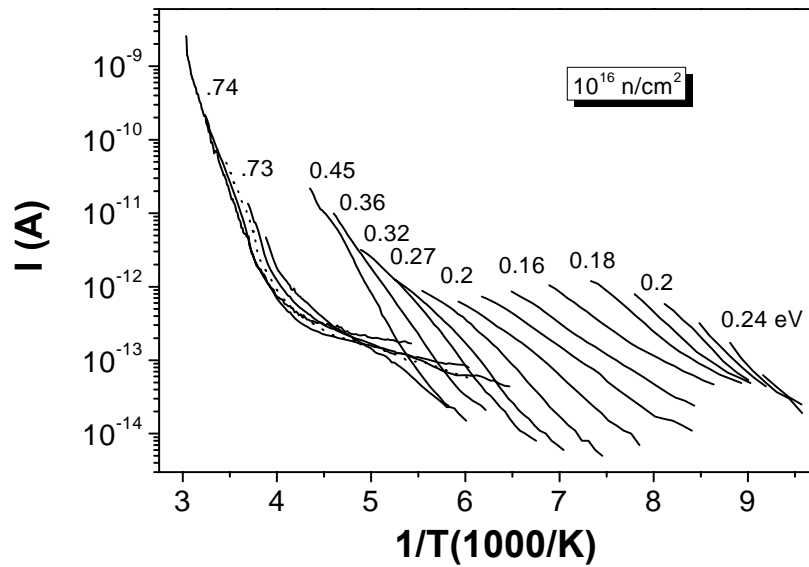


4.6 pav. Šiluma skatinamųjų srovių spektras, išmatuotas pakartotinio šildymo metodu, bandinyje apšvitintame $1 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$. Prie kreivių pateikti skaičiai nurodo efektingas šiluminės aktyvacijos energijų vertes [pagal S6].

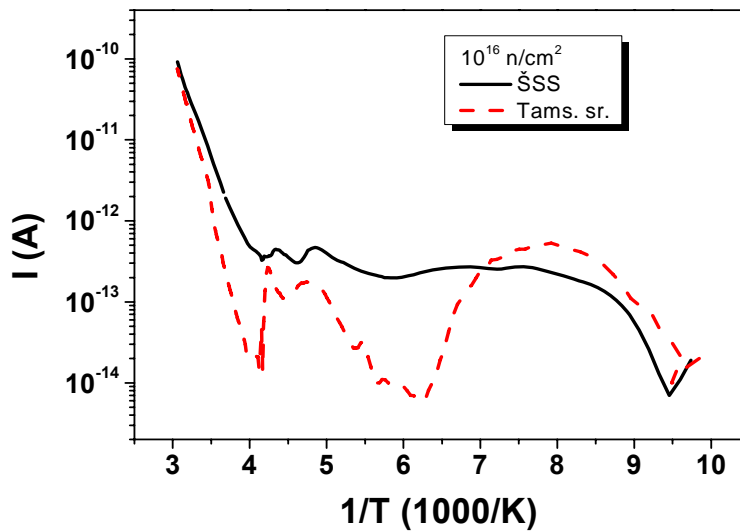
Įtekio padidėjimas iki 10^{16} n/cm² sąlygoja tolimesnį bandinio varžos didėjimą ir aiškiai išreikštą šiluma skatinamųjų srovių (ŠSS) spektro struktūros atsiradimą, kuris gali būti priskirtas skirtingų defektų ir nevienalytiškumų rinkiniui (4.6 – 4.9 pav.). Nevienalytiškumų egzistavimas taip pat matomas ŠSD spektre (4.7 pav.). Jų įtaka turėtų žymiai sumažėti, prijungiant išorinę įtampą. Tai matosi 4.7 pav. šiluma skatinamųjų srovių spektro struktūros kitime, kai spektro struktūra, didinant įtampą, palaipsniui išnyksta. Tai galima paaiškinti didėjančia lauko ir injekcijos įtaka, kai kinta potencialo barjerai sandūroje ir tūriniuose medžiagos nevienalytiškumuose. Naudojant pakartotinio kaitinimo metodiką buvo gautos tokios aktyvacijos energijos vertės: 0,16 – 0,2 eV; 0,27 – 0,32 eV; 0,36 – 0,45 eV ir 0,73-0,74 eV. Iš to galima numanyti, kad egzistuoja laidumo kanalai, kurie atskiria krūvininkus. Todėl, kintant temperatūrai, srovės stipris išlieka pastovus. Palyginant rezultatus, gautus 10^{16} n/cm² apšvitintame detektoriuje, su mažiau apšvitintų bandinių nustatytais gaudyklių aktyvacijos energijomis matosi, kad, 10^{16} n/cm² įtekiu neutronais apšvitintame bandinyje, atsiranda dar vienas išskiriamas gaudyklių lygmuo su aktyvacijos energija 0,73 – 0,74 eV, o kitų surastų aktyvacijos energijų verčių sklaida tampa didesnė.



4.7 pav. Šiluma skatinamųjų srovių, šiluma skatinamosios depoliarizacijos ir tamsinės srovės spektrai, bandinyje apšvitintame 1×10^{16} n/cm² [pagal S6].



4.8 pav. Šiluma skatinamųjų srovių spektras išmatuotas pakartotinio šildymo metodu, bandinyje apšvitintame $1 \times 10^{16} \text{ n/cm}^2$. Prie kreivių esantys skaičiai nurodo efektingas šiluminės aktyvacijos energijas [pagal S6].



4.9 pav. Šiluma skatinamųjų srovių ir tamsinės srovės spektrai, prijungus 10 V įtampą, bandinyje, apšvitintame $1 \times 10^{16} \text{ n/cm}^2$ [pagal S].

Dėl didelių nuotėkio srovių neapšvitintuose bandiniuose sunku nuspręsti, kurie defektai buvo sukurti apšvitinant, bet, atliekant pakartotinio šildymo ciklus iki 150 K temperatūros, buvo pastebėtas vyraujančio centro aktyvacijos energijos mažėjimas nuo 0,24 eV iki 0,16 eV (4.8 pav.). Tai gali būti nulemta potencialo barjero aukščio kitimu nuo temperatūros. Remiantis anksčiau minėtu pernašos modeliu, toks šiluminės aktyvacijos energijos verčių sumažėjimas gali būti nulemtas potencialo reljefo ekranavimu šiluma generuotais krūvininkais. Įvertinus efektingai veikiančių nevienalytiškumų potencialo barjero aukščius, buvo gautos tokios vertės: 60 – 80 meV. Šiluma skatinamosios depoliarizacijos (ŠSD) tyrimai patvirtino nevienalytiškumų didėjimą po apšvitos. Visuose bandiniuose temperatūrų srityje nuo 100 K iki 160 K buvo gautas juostinis ŠSS ir ŠSD spektras (4.1, 4.6, 4.7 ir 4.9 pav.). Toks juostinis spektro pobūdis, kaip ir neapšvitintuose bandiniuose, gali būti nulemtas temperatūrinio judrio kitimo. Tai patvirtina eksperimentinis faktas, kad pakartotinio šildymo metu juostinis spektras neišsiskaidė į smailes (4.6 pav.). Toje pačioje temperatūrų srityje, išmatuota tamsinė srovė prijungus mažą įtampą, buvo didesnė už tokią sužadinus šviesa.

Šis reiškiny pasiekiamai gerai atsikartojo, ir jis gali būti paaiškinamas tuo pačiu modeliu, kuriame daroma prielaida, kad po sužadinimo šviesa egzistuojantys bandinio nevienalytiškumai yra ekranuojami šviesa generuotais krūvininkais. Draustinio energijų tarpo kraštų potencinio barjero reljefas tampa tolydesnis apšvietus. Tai sąlygoja nevienalyčių sričių vidinio elektrinio lauko sumažėjimą ir po sužadinimo matuojamos srovės mažėjimą, palyginus su tamsinėmis charakteristikomis.

4.3 Protonais apšvitintas GaN

Buvo ištirta 24 GeV/c energijos protonų spinduliuotės įtaka GaN jonizuojančios spinduliuotės detektoriams. Jie buvo pagaminti iš didžiavaržio GaN sluoksnių, užaugintų ant n-GaN buferinių didelio laidžio sluoksnių, suformuotų ant safyro padėklų. Vienas elektrodas buvo formuojamas sudarant

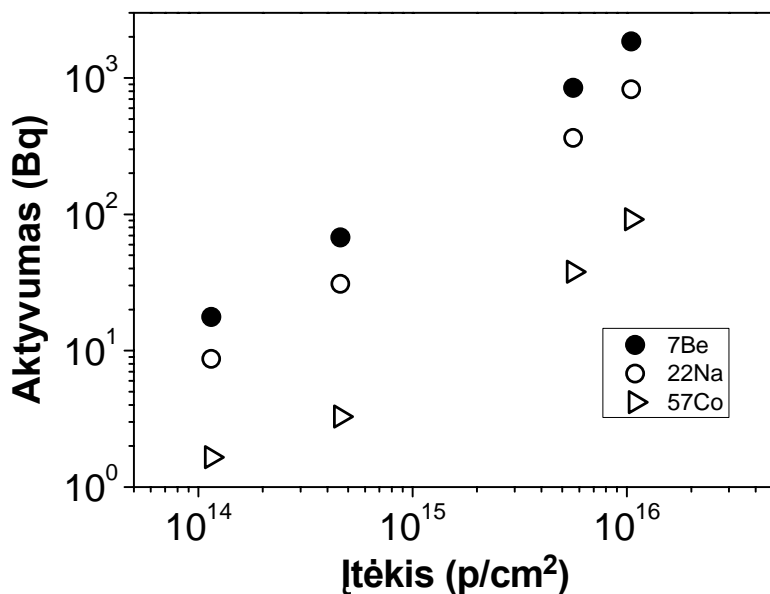
Šotkio barjerą, užgarinus 5 mm skersmens Au elektroda. Kaip ir SiC atveju, GaN dariniuose susidariusių radionuklidų ir izotopų, apšvitinus dilelės energijos protonais su $10^{14} \text{ cm}^{-2} - 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ įtėkiais, skaičius ir aktyvumas buvo analizuojamas gama spektroskopijos metodu. Detektorių sandūrų savybės buvo tyrinėtos, analizuojant voltamperinius būdinguosius dydžius.

4.3.1 Indukuoto radioaktyvumo charakteristikos

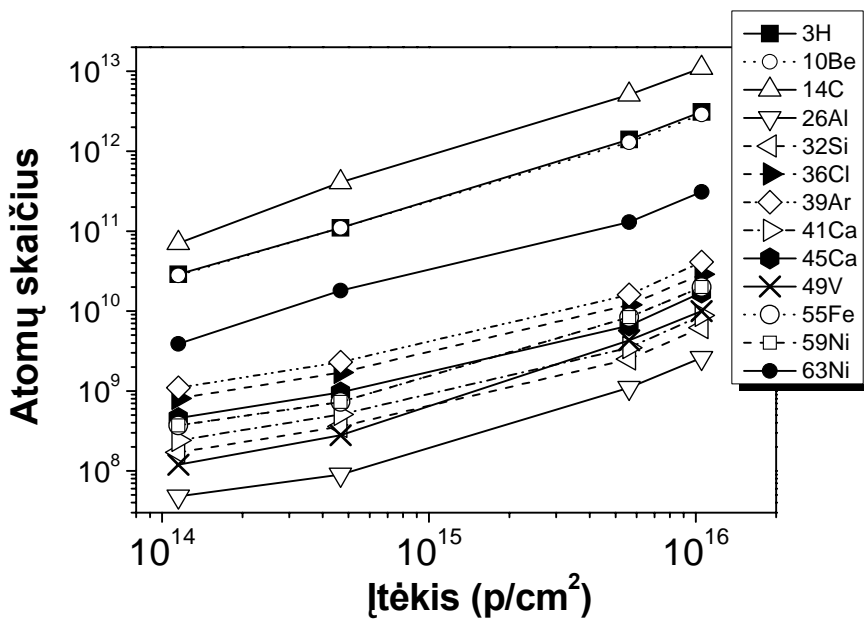
Po apšvitinimo praėjus 20 mėnesių, buvo išmatuotas gama spektras ir nustatytas ^7Be , ^{22}Na ir kitų ilgaamžių radionuklidų, kai $A < 70$, spinduliavimas. Jų aktyvumai buvo proporcingi apšvitos įtėkiams: ^7Be – nuo 20 iki 2000 Bq, o ^{22}Na – nuo 9 iki 900 Bq (4.10 pav.). Kadangi GaN buvo švitinamas kartu su safyro padėklu, ^7Be susidarė tiek GaN sluoksnyje, ^{14}N branduolių reakcijose, tiek safyro sluoksnyje, ^{16}O branduolių reakcijose. Tačiau ^{22}Na susidarė tik safyre ^{27}Al branduolių reakcijose. Kiti nuklidai (kurių $A > 27$) susidarė tik GaN sluoksnyje ^{69}Ga ir ^{71}Ga branduolių reakcijose.

Radionuklidai, kurių atominė masė didesnė nei 27, susidaro tiktai galio nitride, branduolinėse reakcijose su galio izotopais ^{69}Ga ir ^{71}Ga . Lyginant eksperimentiškai nustatytą ^{57}Co kiekį ir 19 radionuklidų bei 70 stabilų įvairių elementų izotopų susidarymo skerspjūvius, kaip aprašyta SiC atveju (4.11 pav.), apskaičiuotas jų visų kiekis, susidaręs GaN. Daugumos radionuklidų ir izotopų, susidariusių protonų reakcijose su ^{14}N , ^{16}O ir ^{27}Al branduoliais, kiekiai buvo apskaičiuoti, lyginant santykinius jų susidarymo skerspjūvius su ^7Be ir ^{22}Na susidarymo skerspjūviais, išmatuotais GaN detektoriuose.

Įvertinus spinduliuotės poveikį medžiagai ir apskaičiavus izotopų spinduliuojamų elektronų kiekius, buvo gauta, kad sukuriama srovė yra žymiai mažesne, nei matuojamos tamsinės srovės stiprio dydis. Todėl jos nemodifikuoja tiriamų detektorių elektrinių charakteristikų.



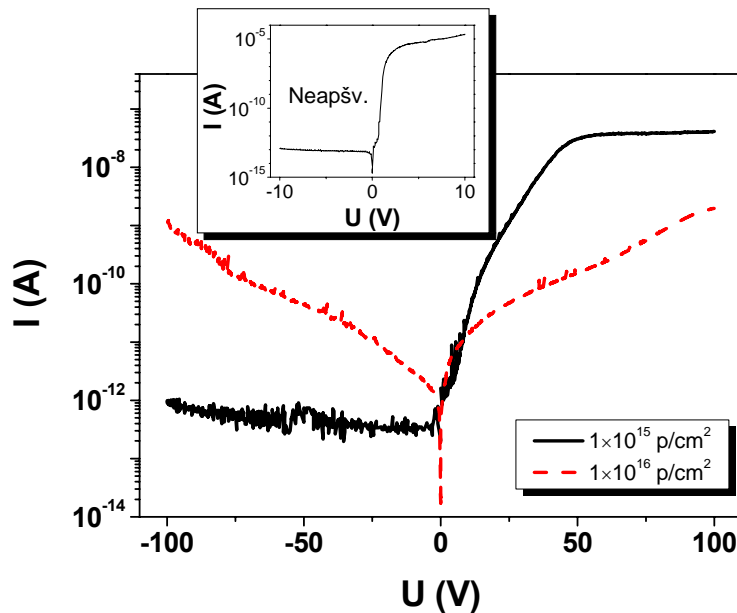
4.10 pav. ⁷Be, ²²Na ir ⁵⁷Co aktyvumo priklausomybė nuo įtėkio, praėjus 20 mėnesių po apšvitinimo protonais [pagal S10].



4.11 pav. Izotopų ir radionuklidų kiekio priklausomybė nuo apšvitos įtėkio [pagal S10].

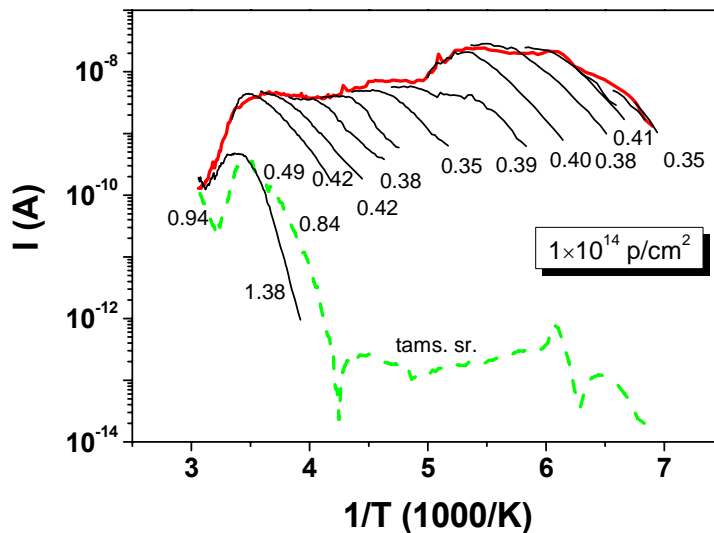
4.3.2 Radiacinių defektų įtaka krūvio pernašai

Apšvitintų detektorių voltamperinėse charakteristikose buvo aptiktos staigaus srovės stiprio didėjimo sritys (4.12 pav.). Tai galima paaiškinti arba pratekėjimo efektais netvarkioje struktūroje, vykstant elektriniam pramušimui tarp įvairių sričių, arba erdvinio krūvio ribotomis srovėmis. Didėjant spinduliuotės įtekiui, Šotkio barjero lyginimo savybės ryškiai silpnėja, ir keliomis eilėmis išauga medžiagos varža. Komplikuota krūvio pernašos procesų eiga buvo atskleista matuojant šiluma skatinamąsias sroves (ŠSS). Neapšvitintuose bandiniuose krūvio pernašą labiau lėmė krūvininkų judrio kitimas, nei jų šiluminė generacija. Priklausomai nuo apšvitos įtekio protonais, srovės stipris padidėjo keliomis eilėmis (4.13 – 4.15 pav.). Detektoriuose, apšvitintuose 10^{14} p/cm² įtekiu, srovės stipris beveik nekito nuo temperatūros. Naudojant pakartotinio šildymo metodiką buvo nustatytos tokios aktyvacijos energijų vertės: 0,35 – 0,42 eV ir 0,84 – 0,94 eV.



4.12 pav. Apšvitinto ir neapšvitinto (intarpas) bandinių voltamperinės charakteristikos [pagal S11].

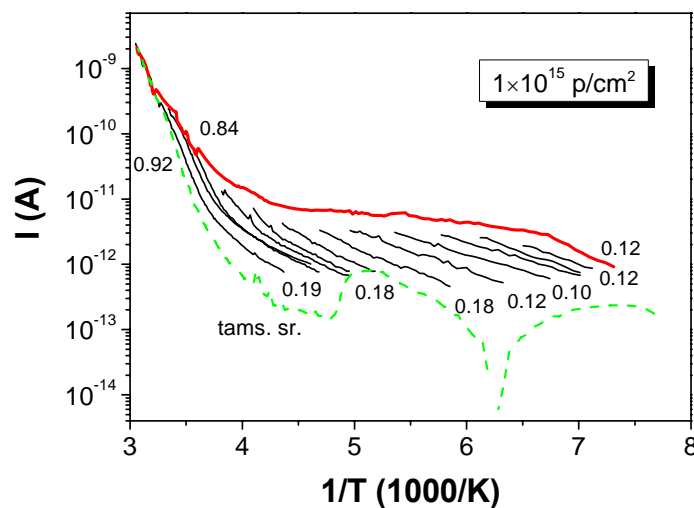
Bandiniuose, apšvitintuose 10^{15} p/cm², šiluminės aktyvacijos energijos vertės yra 0,10 – 0,19 eV, ir šios vertės yra surastos iš ŠSS spektro 180 – 250 K temperatūrų intervale (4.14 pav.). Šios aktyvacijos energijos vertės yra mažesnės už vertes, gautas mažiau apšvitintuose bandiniuose. Tai liudija kintančias krūvininkų pernašos sąlygas, t.y. didėjant įtėkiui yra sukuriama daugiau defektų ir palapsniui yra suardoma medžiagos kristalinė struktūra. Apšvita sudaromi abiejų leistinų būsenų juostų kraštų potencinio barjero nevienalytiškumai. Todėl krūvininkai, kad galėtų dalyvauti pernašoje, turi įveikti šiuos barjerus. Galima manyti, kad šiluminės aktyvacijos energijos vertės (0,10 – 0,19 eV) apibūdina dreifo barjero aukštį. Temperatūrose virš 300K aktyvacijos energijų vertės išauga iki 0,92 – 1,03 eV.



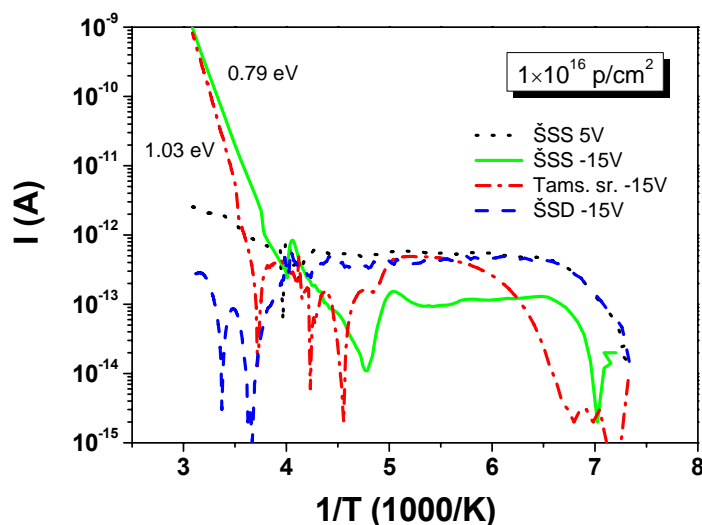
4.13 pav. Šiluma skatinamųjų srovių spektras, išmatuotas pakartotinio šildymo metodu, bandinyje apšvitintame 10^{14} p/cm². Skaičiai prie kreivių nurodo efektingas aktyvacijos energijos vertes [pagal S11].

Didžiausių apšvitos protonais įtėkių srityje, buvo stebimas srovės mažėjimas bandiniuose, kuriuose buvo sunku išskirti ŠSS spektro struktūrą iš tamsinės srovės spektro (4.15 pav.). Tai gali būti todėl, kad susidarė greiti rekombinacijos centrai. Šiluma skatinamųjų srovių spektras tampa labiau

komplikuotas, didėjant apšvitai, ir atspindi įvairių defektų ansamblio formavimąsi. Tokios priklausomybės neleidžia nustatyti dominuojančių centrų aktyvacijos energijų ir/arba rekombinacijos mechanizmų.



4.14 pav. Šiluma skatinamųjų srovių spektras, išmatuotas pakartotinio šildymo metodu, bandinyje apšvitintame 10^{15} p/cm². Skaičiai prie kreivių nurodo efektnes aktyvacijos energijos vertes [pagal S11].



4.15 pav. Šiluma skatinamųjų srovių, šiluma skatinamosios depoliarizacijos ir tamsinės srovės spektras, bandinyje apšvitintame 10^{16} p/cm² [pagal S11]

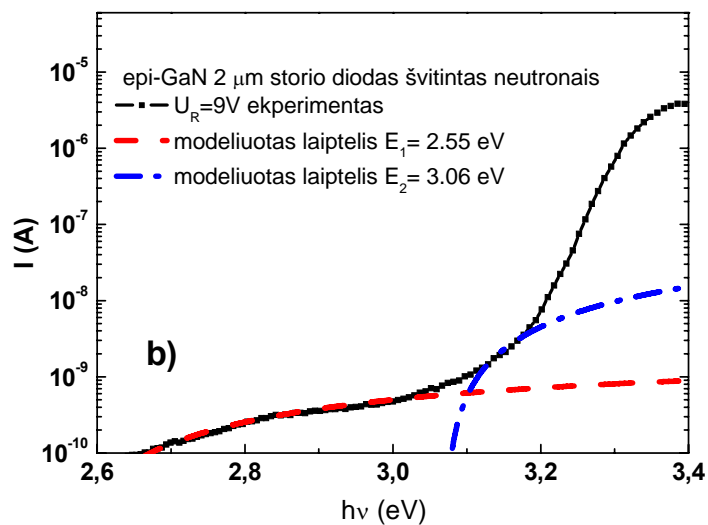
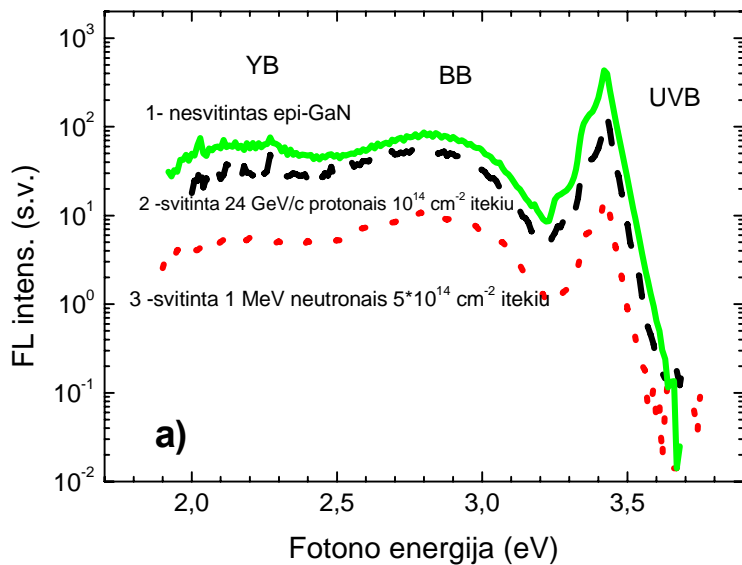
Bandinio varžos didėjimas, didėjant apšvitos įtėkiui, gali būti susietas su polikristalinės struktūros susidarymu, todėl visiškai dingsta voltamperinių charakteristikų asimetriškumas. Dėl mažų ir beveik vienodų srovės verčių prieš ir po sužadavimo, detektoriuose, apšvitintuose didesniais įtėkiais, galima nustatyti tik srovės stiprio didėjimą, o aktyvacijos energija yra 0,8 – 1,0 eV. Šiluma skatinamosios depoliarizacijos spektras taip pat patvirtino nevienalytiškumą buvimą, kurių įtaka stiprėja, didėjant apšvitai.

Taip pat šiuose bandiniuose buvo atlikti neapšvitinto ir neutronais bei protonais apšvitinto GaN liuminescencijos bei fotojonizacijos spektroskopijos tyrimai. Fotojonizacijos spektruose aptikti gilūs lygmenys su 2.55 ir 3.05 eV centrų fotoaktyvacijos energijomis.

Fotoluminescencijos (PL) spektruose po apšvitos ryškiausiai slopsta geltonosios (YB) liuminescencijos juosta, kai tiek tarpjuostinės (UB), tiek mėlynosios (BB) liuminescencijos juostų intensyvumas mažėja mažesne sparta, keičiant apšvitos dalelių tipą ir įtėkį. Tai rodytų, kad vyrauja nespindulinė rekombinacija, kuri mažina liuminescencijoje dalyvaujančių nepusiausvyrų krūvininkų tankį. Atlikus aktyvacijos energijų algebra, kai liuminescencijos kvantas ties PL juostų smaile būtų: $h\nu_{YB} = 3.39 - 2.25 \approx 1.14$ eV ir atitiktų donor - akceptorinių lygmenų sumarinį energetinį nutolimą nuo leistinų būsenų juostų; $h\nu_{BB} = 3.39 - 2.9 \approx 0.49$ eV būtų ekvivalentiška tarpui seklesniems lygmenims, jeigu juosta interpretuotina D-A liuminescencija, ir dislokacijos kamienui priskirtinų spindulinės rekombinacijos aktyvacinio barjero aukštį, kai pastaroji liuminescencijos juosta priskiriama rekombinacijai per dislokacijas.

Fotojonizacijos spektrų laiptelių optinės aktyvacijos energijos taip pat galėtų būti siejamos su grubiai vertinamu šiluminei aktyvacijai liekamu tarpu: $h\nu_1 = 3.39 - 2.55 \approx 0.84$ eV bei $h\nu_2 = 3.39 - 3.06 \approx 0.23$ eV. Skaitinės vertės $h\nu_1 \approx 0.84$ eV, $h\nu_2 \approx 0.23$ eV, $h\nu_{YB} \approx 1.14$ eV, $h\nu_{BB} \approx 0.49$ eV dydžio eile kokybiškai sietinos su termoaktyvacijos energijų, išmatuotų ŠSS metodu: 0,19 eV; 0,35 – 0,42 eV bei 0,84 – 0,94 eV, o taip pat 0,8 – 1,0 eV vertėmis. Tai liudytų, kad tiek fotojonizacijos, tiek spindulinės rekombinacijos, tiek ŠSS

procesai vyksta, dalyvaujant tam pačiam giliųjų lygmenų ansambliui. Dalis jų sietini su radiaciniais defektais, kiti jų modifikuojami apšvita.



4.16 pav. Luminescencijos (a) ir fotojonizacijos (b) spektrai 2 μm epitaksinio GaN nešvitintuose ir protonais bei neutronais apšvitintuose bandiniuose [pagal S1].

4.4 Skyriaus rezultatų apibendrinimas

Monokristaliniai ir didžiavaržiai epitaksiniai GaN spinduliuotės detektoriai buvo ištirti šiluma skatinamųjų srovių ir šiluma skatinamosios depoliarizacijos metodais, ir jų spektriniai parametrai palyginti su liuminescencijos ir fotojonizacijos spektroskopijos duomenimis. Neapšvitintose GaN plokštelėse temperatūrų intervale nuo 100 iki 350 K buvo gauta plati šiluma skatinamųjų srovių spektro juosta, kurios forma nepasikeitė net bandinį pakartotinai šildant. Tai parodo, kad tokią priklausomybę lemia ne šiluminė krūvininkų generacija, bet jų judrio kitimas. Naudojantis krūvininkų sklaida jonizuotomis priemaišomis ir fononais buvo atliktas rezultatų modeliavimas. Nustatyta, kad judris yra ribojimas jonizuotomis priemaišomis kinta proporcingai $\sim T^{2,8}$, o gardelės sklaida sąlygoja priklausomybę $\sim T^{3,5}$. Apšvitinus bandinius neutronais, priklausomai nuo įtekio, srovės stiprio vertės sumažėjo keliomis eilėmis. Detektoriuose apšvitintuose 5×10^{14} n/cm² beveik nebuvo matoma jokia judrio priklausomybė nuo temperatūros, nors sužadinant šiuos detektorius buvo stebimas srovės padidėjimas viena eile. Šiuose bandiniuose srovės nestabilumai gali būti sąlygoti pratekėjimo efektais netvarkioje medžiagoje.

Buvo nustatyti tokie dominuojantys defektų lygmenys: 0,16 – 0,2 eV; 0,27 – 0,32 eV; 0,36 – 0,45 eV ir 0,8 – 1,0 eV. Visas defektų ir nevienalytiškumų rinkinys medžiagoje sąlygoja krūvininkų pernašą, kuri gali būti paaiškinama tik įskaitant defektų ir krūvininkų sąveiką ir defektų elektrinio aktyvumo transformacijas, priklausomai nuo temperatūros ir sužadinimo sąlygų. Atliekant pakartotinį šildymą, temperatūroje iki 150 K, buvo gautas aktyvacijos energijos padidėjimas, kuris gali būti paaiškinamas potencinio barjero aukščio sumažėjimu, ekranuojant barjerus šiluma generuotais krūvininkais.

Apšvita 24 GeV/c protonais, kurių įtekiai buvo keičiami 10^{14} cm⁻² - 10^{16} cm⁻² intervale, paveikė GaN jonizuojančios spinduliuotės detektorių krūvio pernašos savybes. Susidarė ⁷Be, ²²Na ir kiti ilgaamžiai radionuklidai, kurių

$A < 70$. Jų aktyvumai ir kiekiai yra proporcingi įtėkiam. Reakcijose su Ga branduoliais susidarė 19 radionuklidų ir 70 izotopų.

Apšvitintų detektorių voltamperinėse charakteristikose buvo atskleistos staigaus srovės didėjimo sritys. Tai galima paaiškinti arba pernašos efektais netvarkioje nevienalytėje terpėje arba erdvinio krūvio ribotomis srovėmis. Didėjant apšvitos įtėkiui, voltamperinių charakteristikų priklausomybės tampa simetriškesnėmis, o bandinių varža išauga keliomis eilėmis.

Detektoriuose, apšvitintuose 10^{14} p/cm², buvo įvertintos aktyvacijos energijų tokios vertės: 0,35 - 0,42 eV ir 0,84 – 0,94 eV. Tuo tarpu bandiniuose, apšvitintuose 10^{15} p/cm², temperatūrose žemesnėse nei 180 - 250 K buvo gautos mažesnės vertės: 0,10 - 0,19 eV. Greičiausiai, tai apibūdina dreifo barjerų, susikūrusių apšvitinant, aukštį ir tai yra sąlygota kristalinės medžiagos struktūros suirimo.

5. Silicio tyrimų rezultatai

Didžiavaržio silicio monokristalai arba epitaksiniai sluoksniai yra plačiausiai taikomi aukštųjų energijų fizikoje dalelių detektorių gamybai, siekiant patobulinti dalelių detektorius CERN hadronų kolaideriui. Tačiau apšvitinto hadronais silicio savybės labai priklauso tiek nuo apšvitos, tiek nuo iškaitinimų [123].

Daug tyrimų parodė defektų kompleksų ir klasterių įtaką medžiagos savybėms, bet šie procesai dar nėra iki galo suprasti. Nuosekliai tyrinėjant giliųjų centrų parametrus ir jų įtaką detektorių funkcinėms charakteristikoms, yra svarbu suprasti, kurie centrai sąlygoja erdvinio krūvio susidarymą jonizuojančios spinduliuotės detektorių struktūrose. Taip pat svarbu, kokių vaidmenį atlieka defektų klasteriai, pagaunant ir rekombinuojant nepusiausvyriesiems krūvininkams. Detektoriuose, pagamintuose iš švaraus silicio, kai spinduliuotės sukurti krūvininkų gaudyklių tankiai yra didesni už legirantų koncentraciją, apriboja jautriausių analizės metodų pritaikymą, nustatant giliųjų lygmenų parametrus standartiniais metodais, tokiais kaip pvz. C-DLTS (*Capacitance- Deep Level Transient Spectroscopy*).

Tokiais atvejais tenka taikyti optinio sužadavimo metodikas, tokias, kaip Opt-DLTS, fotojonizacijos spektroskopija, kurios leidžia ištirti giliuosius lygmenis puslaidininkyje [124, 125] ir esant dideliame defektų tankiui. Šiame darbe ir buvo vystomi tyrimai pastarąja kryptimi.

5.1 Neutronais apšvitintas MCz silicis

Buvo ištirti magnetiniame lauke Čochralskio būdu užauginto Si pagrindu suformuoti $p^+ - n - n^+$ dalelių detektoriai. Bandiniai buvo apšvitinti Liublianios universiteto TRIGA reaktoriaus 1 MeV energijos neutronais, kai įtekiai kito nuo 10^{13} cm^{-2} iki 10^{16} cm^{-2} . Atlikus apšvitintų detektorių tyrimus, buvo išnagrinėta ir iškaitinimų įtaką fotojonizacijos spektrų kitimams. Visi bandiniai buvo 15 valandų (izochroniškai) iškaitinti, keičiant iškaitinimo temperatūrą nuo $80 \text{ }^\circ\text{C}$ iki $180 \text{ }^\circ\text{C}$. Voltamperinės charakteristikos buvo išmatuotos

kambario ir 18 K temperatūrose. Fotojonizacijos spektras buvo matuojamas 18 K temperatūroje, diodiniame darinyje prijungus 50 V įtampą užtvarine kryptimi. Bandiniuose, apšvitintuose mažesniais įtėkiais, ties tokia įtampa gaunamas visiškas nuskurdinimas, o fotolaidumas priklauso nuo išlaisvintų nepusiausvyrųjų krūvininkų. Tuo tarpu didesniais įtėkiais apšvitintų bandinių voltamperinės charakteristikos buvo beveik simetrinės. Todėl, analizuojant spektrus, teko atkreipti dėmesį, kad skirtingais įtėkiais apšvitintuose bandiniuose egzistuoja du skirtingi fotolaidumo režimai. Spektro matavimai buvo atliekami, pirmiausia, didinant fotono energiją, o po to mažinant. Gautų spektrų skirtumai parodo, kad egzistuoja liekamoji srovė, kurią sukuria pagauti nepusiausvyrieji krūvininkai. Liekamosios srovės mažėjimas gali būti apibūdinamas momentine relaksacijos trukme, kuri yra lygi keliems šimtams sekundžių.

Fotolaidumo spektrai buvo analizuojami, naudojant Lukovskio modelį [88]. Remiantis šiuo modeliu, fotosrovės kitimai aprašomi taip:

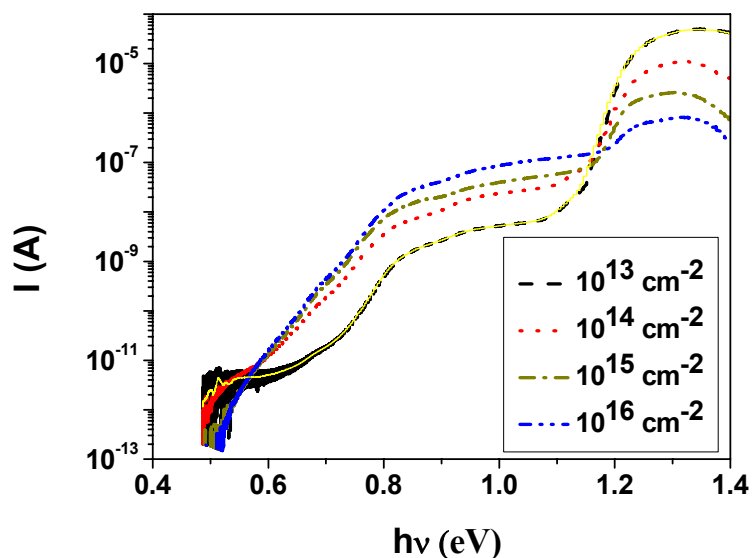
$$I \sim n_M \Delta E_M^{0.5} (h\nu - \Delta E_M)^{1.5} / (h\nu)^3 \quad , \quad (5.1)$$

čia ΔE_M yra gilių centrų optinės aktyvacijos energija, $h\nu$ – fotono energija, n_M – pradinis gaudyklių užpildymas elektronais.

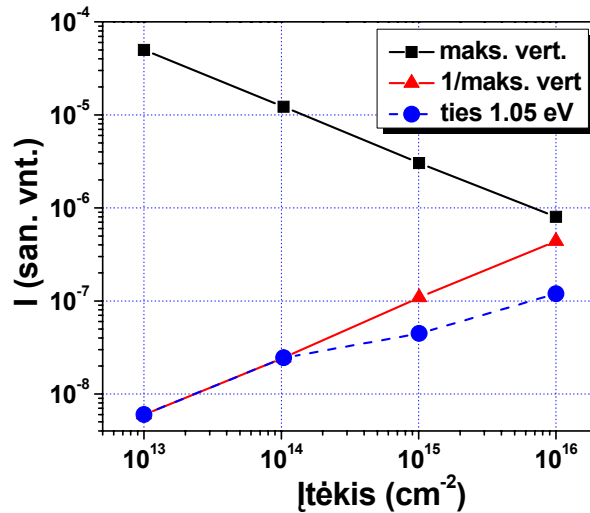
Fotolaidumo spektrinių priklausomybių matavimai leido nustatyti giliųjų lygmenų optinės aktyvacijos energijas ir šių lygmenų santykinius tankius. Liekamoji srovė buvo išmatuota tik temperatūrose, žemesnėse nei 125 K. Spektro matavimai buvo atliekami, didinant fotonų energiją, o po to ją mažinant. Šios fotosrovės galėjo susidaryti dėl bandinių sužadavimo fotonais, kurių energija didesnė nei 0,8 eV. Liekamosios srovės relaksacijos laiko pastovioji sudaro keletą šimtų sekundžių, esant 18 K temperatūrai. Todėl, norint išvengti šios srovės įtakos, spektrai buvo matuojami, didinant fotonų energiją, (5.1 pav.). Fotosrovės mažėjimas, atsirandantis savosios sugerties srityje (virš ~1,2 eV), yra sąlygotas dėl apšvitintuose bandiniuose sumažėjusios laisvųjų krūvininkų gyvavimo trukmės. Tačiau, didėjant apšvitos neutronais įtėkiui, išryškėja priemaišinio fotolaidumo padidėjimas fotonų energijų $h\nu$ srityje nuo 0,58 iki 1,1 eV. Spektro srityje, kai $h\nu < 0,55$ eV, pasireiškia

fotosrovės stiprio mažėjimas. Stacionariosios gyvavimo trukmės mažėjimas, gautas ties fotolaidumo maksimumu, greičiausiai yra nulemtas didėjančios rekombinacijos per apšvitos sukurtus defektus. Tai galima pastebėti 5.2 pav., kuriame pavaizduotas augantis priemaišinis fotolaidumas. Kvanto energijoms, mažesnėms už draustinių energijų tarpą, ties $h\nu \sim 1,05$ eV, srovė kinta kaip dydis, atvirkščias tarpjuostinio laidumo dydžiui, ir sutampa, esant mažesniems įtėkiams. Nuokrypiai nuo šių priklausomybių, esant didesniems įtėkiams, gali atsirasti dėl dvipakopės elektronų – skylių porų generacijos, kurios sparta gali sumažėti dėl trumpėjančios gyvavimo trukmės.

Iškaitinimas žemose temperatūrose pakeičia giliųjų lygmenų spektrą, t.y. fotojonizacijos spektro laiptelių amplitudes. Paveikslėlyje 5.3a yra iliustruojamas fotolaidumo spektras bandiniuose, apšvitintuose 10^{15} n/cm². O paveikslėlyje 5.3b matosi priemaišinės sugerties spektro sritys, atidėtos tiesinėje skalėje, - tokia skalė parinkta, siekiant parodyti pagrindinių giliųjų lygmenų pakitimą iškaitinant. Remiantis Lukovskio modeliu, buvo atlikta detali priemaišinės sugerties spektro analizė, kurios rezultatai yra iliustruojami 5.5 pav.



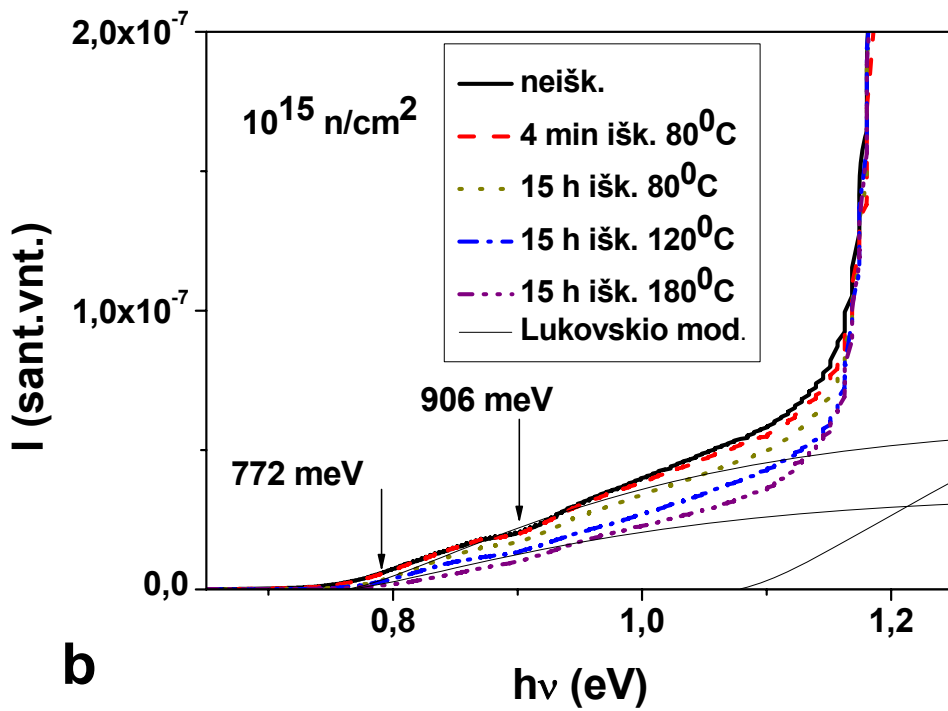
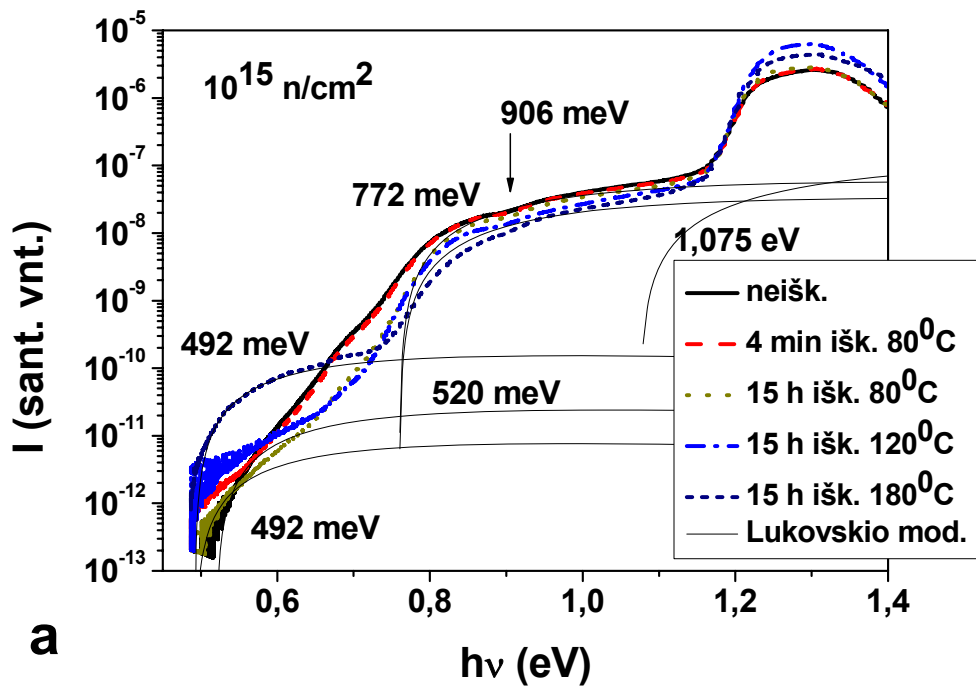
5.1 pav. Fotojonizacijos spektrai MCz Si detektoriuose, apšvitintuose skirtingais reaktoriaus neutronų įtėkiais [pagal S13].



5.2 pav. Fotolaidumo maksimumo vertės ir generacijos iš pagrindinio priemaišinio lygmens nulemtos fotosrovės priklausomybė nuo įtėkio [pagal S13].

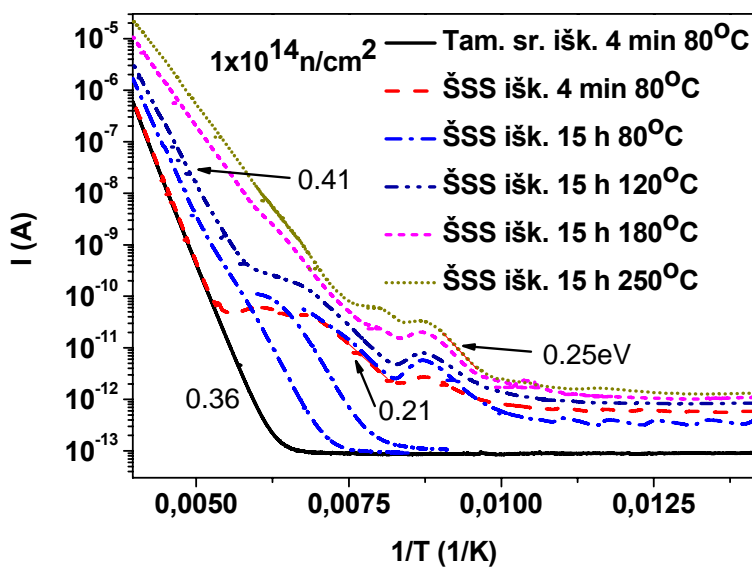
Palyginus išmatuotas stacionariosios gyvavimo trukmės ir fotolaidumo relaksacijos laiko pastoviųjų priklausomybes, buvo pastebėta, kad jos skirtingai priklauso nuo įtėkio dydžio. Nuostovioji krūvininkų gyvavimo trukmė yra proporcinga kvadratinei šakniai nuo įtėkio, o fotolaidumo gesimo laiko konstanta priklauso tiesiškai. Yra parodyta, kad defektų skaičiaus didėjimas apšvitinant, sustiprina krūvininkų pagavimą, kurie rekombinuoja daug lėčiau ir iš esmės neįtakoja gesimo.

Optinės aktyvacijos energijos vertės, gautos iš fotolaidumo spektrinių priklausomybių, gali būti susietos su laisvųjų elektronų sužadimu iš užpildytų giliųjų centrų arba laisvų skylių generacijos, kai yra sužadunami elektronai iš valentinės juostos į tuščius lygmenis. Nustatytas sekiausias lygmuo su fotoaktyvacijos 0,5 eV energija apibūdina defektų būsenas arti Fermio lygmens Si. Apšvitintus bandinius iškaitinus, išsiskiria dvi beveik tolygiai pasiskirsčiusios lygmenų grupės: i) lygmenys, pasižymintys optinės aktyvacijos energija 0,52 – 0,57 eV ir ii) lygmenys su fotoaktyvacijos energija 0,59 – 0,75 eV, atskaitant nuo laidumo juostos.



5.3 pav. Fotolaidumo spektrai 1 MeV neutronų 10^{14} n/cm² įtėkiu apšvitintame MCz Si bandinyje, esant skirtingai iškaitinimo temperatūrai [pagal S14]. Viršuje (a) visas spektras, apačioje (b) išdidinta giliųjų centrų spektro dalis.

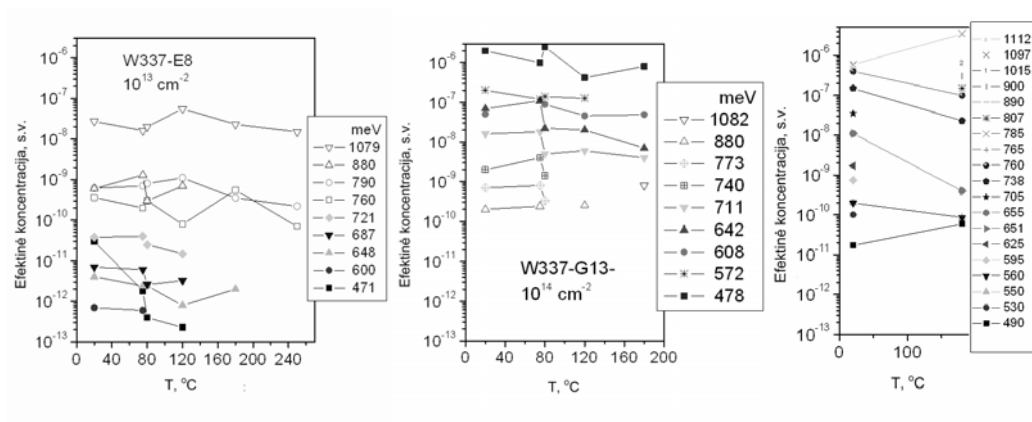
Šie lygmenys, dėl didelio aktyvacijos energijos verčių išplitimo, tikriausiai yra susiję su defektais, esančiais netoli klasterių. Todėl jų aktyvacijos energijų kitimas atsiranda dėl potencialo barjerų. Tokios prielaidos sutampa su vakansijų klasterių modeliavimo rezultatais, gautais apšvitinant neutronais [126]. Geriausiai išreikštas gilus lygmuo yra apbūdinamas 0,77 – 0,81 eV aktyvacijos energija. Kiti aiškiai išskiriami fotojonizacijos spektro laipteliai yra aktyvacijos energijų 0,88 – 0,91 eV srityje. Giliausi lygmenys su optine aktyvacijos energija 1,02 – 1,11 eV yra išsidėstę arti valentinės juostos. Kadangi jų aktyvacijos energijos verčių sklaida susidaro nuo 50 meV iki 150 meV, tai tikriausiai jie susiję su netvarkiomis sritimis aplink defektų klasterius.



5.4 pav. Šiluma skatinamųjų srovių spektrai, esant skirtingoms iškaitinimo temperatūroms, MCz Si detektoriuje, apšvitintame $1 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$ įtekiu [pagal S14].

Šiluma skatinamųjų srovių būdu buvo identifikuoti kiti seklesni lygmenys, esantys viršutinėje draustinės energijos juostos dalyje (5.4 pav.). Siekiant detaliau išanalizuoti lygmenų spektro struktūrą, buvo pritaikyta pakartotinio

kaitinimo metodika. Buvo gautos tokios aktyvacijos energijų vertės: 0,10 – 0,11 eV; 0,25 – 0,26 eV; 0,34 – 0,36 eV ir 0,40 – 0,42 eV.



5.5 pav. Giliųjų lygmenų efektinio tankio priklausomybė nuo iškaitinimo temperatūros neutronais apšvitintuose bandiniuose [pagal S14]. Kairysis pav. - 10^{13} n/cm^2 , vidurinisys ir dešinysis - 10^{14} n/cm^2 .

Iškaitintus neutronais apšvitintus bandinius, įprastai, pasikeičia defektų tankiai. Taip pat po iškaitinimų keletas lygmenų netgi gali atsirasti ir/arba išnykti. Pabrėžtina, kad šie kitimai buvo nemonotoniški, tikriausiai atspindintys įvairių defektų kompleksų transformacijas.

Franko-Kondono postūmis keletui giliųjų lygmenų silicyje buvo įvertintas [126], ir gauta tokio poslinkio energijų skalėje vertė yra 40-50 meV. Tai leidžia palyginti giliųjų lygmenų parametrus, gautus iš šiluma skatinamųjų eksperimentų [127] su gautais, naudojant optinį sužadinimą. Galima spręsti, kad lygmenys susiję su klasteriais ties $E_V+330 \text{ meV}$ ir $E_V+360 \text{ meV}$ priklauso paplitusiai lygmenų grupei, atsakingai už priemaišinių fotolaidumą. Centrai, kurių parametrai yra $E_V+420 \text{ meV}$ ir $E_C-545 \text{ meV}$ priklauso anksčiau aptartai 0,59-0,75 eV lygmenų grupei.

DLTS ir ŠSS matavimus atliko B. Svensson ir I. Pintlilie [128], ir jie apšvitintame silicyje radiacinius defektus identifikavo taip: centrai su aktyvacijos energija 0,32 eV – sietini su VOH kompleksais arba klasteriais, 0,42 eV – sietini su divakansijomis, 0,55 eV – su I_{2Si} arba V_2O kompleksais ir

centrai su aktyvacijos energija 0,55 – 0,66 eV sietini su I_{Si} centrais bei vakansijų klasteriais.

Tad šio disertacinio darbo spektroskopijos MCz Si rezultatai gana gerai dera su kitose laboratorijose ir alternatyviais metodais išmatuotais parametrais identiškuose, tais pačiais režimais apšvitintuose detektoriuose. Šiame darbe pavyko atskleisti stacionariosios fotojonizacijos spektroskopijos didelį jautrį ir analizės įvairiapusįškumą, derinant fotojonizacijos ir šiluma skatinamųjų srovių spektroskopijos rezultatus.

5.2 Skyriaus rezultatų apibendrinimas

Iš fotolaidumo spektrų ir tamsinės srovės priklausomybių nuo temperatūros nustatyta, jog dėl apšvitinimo susidarė visa seka radiacinių defektų kompleksų, kurie veikia kaip taškiniai krūvininkų pagavos centrai, o jiems priskirtini gilūs energijos lygmenys yra žemiau draustinės energijos juostos vidurio. Skaitmeniškai aproksimuojant Lukovskio modeliu fototojonizacijos spektrų laiptelius buvo įvertintos tokios giliųjų lygmenų optinės aktyvacijos energijų vertės: 0,60 eV; 0,65 eV; 0,77 eV; 0,89 eV, kai statistinės įvertinimo paklaidos neviršija 20 proc. Šiluma skatinamųjų srovių būdu buvo identifikuoti kiti seklesni lygmenys, esantys viršutinėje draustinių energijų tarpo dalyje. Buvo gautos tokios seklesnių lygmenų aktyvacijos energijų vertės: 0,10 eV; 0,25 eV; 0,34 eV ir 0,41 eV.

Nustatyta, kad iškaitinimas temperatūrose iki 120 °C padidina akceptorijų tankį. Tuo tarpu po iškaitinimo aukštesnėse temperatūrose buvo pastebėtas donorų tankio padidėjimas.

Išvados

1. Neapšvitintuose 4H-SiC bandiniuose iš šiluma skatinamųjų srovių spektrų įvertintos tokios vyraujančių kristalo savųjų defektų aktyvacijos energijos vertės: 0,18 eV; 0,21 eV; 0,37 eV ir 0,63 eV. Šiluma skatinamosios srovės spektruose pasireiškia tiek giliųjų centrų, tiek medžiagos nevienalytiškumų nulemtų juostos kraštų potencialo fluktuacijų įtaka, todėl šiluma skatinamųjų srovių spektro forma ir amplitudė žymiai ir sudėtingai priklauso nuo prijungtos įtampos.

2. 4H-SiC bandiniuose, kaip ir GaN, apšvitintuose 24 GeV/c energijos protonų ūtėkiais iki 10^{16} cm^{-2} susidaro izotopai ir ilgaamžiai radionuklidai. Jų aktyvumai ir kiekiai yra proporcingi apšvitos ūtėkiams. SiC, reakcijose su Si ir C branduoliais, susidarė 6 radionuklidai ir 26 izotopų, GaN, reakcijose su Ga ir N branduoliais, susidarė 19 radionuklidų ir 70 izotopų.

3. Neapšvitintų epitaksinio GaN darinių šiluma skatinamųjų srovių spektro plati lėkštasparnė struktūra rodo, kad tokį spektro pobūdį lemia ne šiluminė krūvininkų generacija, o krūvininkų judrio kitimas. Apšvitinus šiuos darinius neutronais, priklausomai nuo ūtėkio, šiluma skatinamųjų srovių vertės sumažėja keliomis eilėmis, - tai gali būti paaiškinta žymiu rekombinacijos centrų tankio išaugimu, kurie mažina krūvininkų prilipimą seklesniuose lygmenyse. Apšvitintuose bandiniuose jau išskiriama šiluma skatinamųjų srovių spektro struktūra, ir aukštųjų energijų dalelių spinduliuote sukurtiems giliems centrams buvo įvertinti tokie aktyvacijos energijų parametrai: 0,18 eV; 0,29 eV; 0,4 eV ir 0,73 eV.

4. Detektoriuose, suformuotuose iš epitaksinio GaN ir apšvitintuose 24 GeV/c protonais, aptikti dominuojantys radiaciniai defektai, kurių aktyvacijos energijos priklauso nuo apšvitos ūtėkio, ir dominuoja gaudyklės, charakterizuojamos 0,38 eV ir 0,89 eV aktyvacijos energija, kai apšvitos ūtėkiai yra $\leq 10^{14} \text{ p/cm}^2$; bandiniuose, apšvitintuose 10^{15} p/cm^2 , vyrauja seklesni centrai su aktyvacijos energija 0,15 eV, kurie greičiausiai yra nulemti juostos kraštų potencialinio reljefo.

5. Iš MCz n-Si, apšvitinto reaktoriaus neutronais fotojonizacijos spektrų, pritaikius Lukovskio modelį, buvo įvertintos giliųjų centrų, kurių lygmenys yra žemiau draustinės energijos juostos vidurio, fotoaktyvacijos energijų vertės: 0,60 eV; 0,65 eV; 0,77 eV, 0,89 eV. Šiluma skatinamųjų srovių būdu buvo identifikuoti lygmenys, esantys viršutinėje draustinės energijos srityje pasižymintys tokiomis šiluminės aktyvacijos energijomis: 0,10 eV; 0,25 eV; 0,34 eV ir 0,41 eV. Derinant šiuose tyrimuose įvertintus giliųjų centrų aktyvacijos parametrus su literatūros duomenimis galima spręsti, jog 0,25 eV ir 0,41 eV lygmenys yra akceptorinio ($V_2^{=}$, $V_2^{-/0}$) divakansijos tipo radiaciniai defektai, o centrai su aktyvacijos energija 0,34 eV; 0,60 eV; ir 0,65 eV priskirtini intarpinio Si ir vakansijų klasteriams. Kiti seklūs lygmenys artimi $C_{i,s}$, bei termodonorų aktyvaciniams parametrus.

6. Iškaitinimai temperatūrose iki 120 °C padidina akceptorinių defektų, sietinų su vakansijomis, tankį. Iškaitinus aukštesnėse temperatūrose, - >150 °C, buvo pastebėtas donorų tankio padidėjimas.

Cituojamasis literatūros sąrašas

- [1] P.J. Sellin, J. Vaitkus, Nucl. Instr. and Meth., Phys. Res. **557** (2006) 479.
- [2] P.J. Sellin, Nucl. Instr. and Meth. A **513** (2003) 332.
- [3] W. Adam, B. Bellini, E. Berdermann, et al., Nucl. Instr. and Meth. A **511** (2003) 124.
- [4] A. Mainwood, Semiconduct. Sci. Technol. **15** (2000) R55.
- [5] P.J. Sellin, D. Hoxley, A. Lohstroh, et al., Nucl. Instr. and Meth. A **531** (2004) 82.
- [6] J. Vaitkus, W. Cunningham, E. Gaubas, et al., Nucl. Instrum. and Meth. A **509** (2003) 60.
- [7] J. Vaitkus, E. Gaubas, T. Shirahama, et al., Nucl. Instr. and Meth. A **514** (2003) 141.
- [8] R. Bates, M. Campbell, E. Cantatore, et al., Nucl. Instr. and Meth. A **410** (1998) 6.
- [9] P.J. Sellin, C.M. Buttar, S. Manolopoulos, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** (1995) 247.
- [10] M. Rogalla, Th. Eich, N. Evans, et al., Nucl. Instr. and Meth. A **395** (1997) 49.
- [11] G. Bertuccio, R. Casiraghi, D. Maiocchi, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **50** (2003) 723.
- [12] A. Owens, M. Bavdaz, S. Kraft, et al., J. Appl. Phys. **85** (1999) 7522.
- [13] G.I. Aizenshtadt, V.G. Kanaev, A.V. Khan, et al., Nucl. Instr. and Meth. A **448** (2000) 188.
- [14] M. Bickermann, D. Hofmann, T. L. Straubinger, et al., Appl. Surf. Sci. **184** (2001) 84.
- [15] G. Augustine, et al., in: W.J. Choyke, H. Matsunami (Eds.), Fundamental Questions and Applications of SiC (Part I), vol. 202(1), Academic Verlag GmbH, 1997, pp. 137–148.
- [16] D.L. Barrett, J. P. McHugh, H. M. Hobgood, et al., J. Crystal Growth **128** (1993) 358.

- [17] H.M. Hobgood, D. L. Barrett, J. P. McHugh, et al., *J. Crystal Growth* **137** (1994) 181.
- [18] M. Bickermann, B. M. Epelbaum, D. Hofmann, et al., *J. Crystal Growth* **233** (2001) 211.
- [19] P.G. Muzykov, Y.I. Khlebnikov, S.V. Regula, et al., *J. Electron. Mater.* **32** (2003) 505.
- [20] K. Fujihira, T. Kimoto, H. Matsunami, *J. Crystal Growth* **255** (2003) 136.
- [21] J.R. Jenny, J. Skowronski, W. C. Mitchel, et al., *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 1963.
- [22] J. Schneider, H. D. Müller, K. Maier, et al., *Appl. Phys. Lett.* **56** (1990) 1184.
- [23] W.C. Mitchel, R. Perrin, J. Goldstein, et al., *J. Appl. Phys.* **86** (1999) 5040.
- [24] T. Dalibor, G. Pensl, H. Matsunami, et al., *Phys. Stat. Sol. A* **162** (1997) 199.
- [25] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Polenta, et al., *Appl. Surf. Sci.* **187** (2002) 248.
- [26] J. Giocondi, G.S. Rohrer, M. Skowronski, et al., *J. Crystal Growth* **181** (1997) 351.
- [27] S. Milita, R. Madar, J. Baruchel, et al., *Mater. Sci. Eng. B* **61–62** (1999) 63.
- [28] X. Ma, M. Parker, T.S. Sudarshan *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) 3298.
- [29] S. Dhar, Subhasis Ghosh, *J. Appl. Phys.* **88** (2000) 6519.
- [30] M. Schadt, G. Pensl, R. P. Devaty, et al., *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) 3120.
- [31] A. Galeckas, J. Linnros, P. Pirouz, *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) 883.
- [32] H. Jacobson, J. P. Bergman, C. Hallin, et al., *J. Appl. Phys.* **95** (2004) 1485.
- [33] D.E. Holmes, H. Kuwamoto, C. J. Sandberg, et al., *J. Crystal Growth* **91** (1988) 557.

- [34] S. Saravanan, M. Adachi, N. Satoh, et al., *J. Crystal Growth* **209** (2000) 621.
- [35] O. Filip, B. Epelbaum, M. Bickermann, et al., *J. Crystal Growth* **271** (2004) 142.
- [36] E.H. Ruddy, A.R. Dulloo, J.G. Seidel, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45** (1998) 536.
- [37] M. Bruzzi, S. Lagomarsino, F. Nava, et al., *Diam. Related Mater.* **12** (2003) 1205.
- [38] F. Nava, P. Vanni, C. Lanzieri, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **437** (1999) 354.
- [39] G. Verzellesi, P. Vanni, F. Nava, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **476** (2002) 717.
- [40] A.M. Ivanov, et al., High energy resolution detectors based on 4H-SiC. In: Proceedings of the ECSCRM-2004 Conference, Bologna, 2005.
- [41] F. Nava, G. Wagner, C. Lanzieri, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **510** (2003) 273.
- [42] F. Nava, P. Vanni, M. Bruzzi, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **51** (2004) 238.
- [43] G. Bertuccio, R. Casiraghi, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50** (2003) 175.
- [44] G. Bertuccio, R. Casiraghi, A. Cetronio, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **522** (2004) 413.
- [45] M. Bruzzi, F. Nava, S. Pini, et al., *Appl. Surf. Sci.* **184** (2001) 425.
- [46] M. Rogalla, K. Runge, A. Söldner-Rembold, *Nucl. Phys. B* **78** (1999) 516.
- [47] W. Cunningham, J. Melone, M. Horn, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **509** (2003) 127.
- [48] S. Metzger, H. Henschel, O. Kohn, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **49** (2002) 1351.
- [49] E.V. Kalinina, G. F. Kholuyanov, G. A. Onushkin, et al., *Semiconductors* **38** (2004) 1187.

- [50] S. Seshadri, A.R. Dulloo, F.H. Ruddy, et al., IEEE Trans. Electron Devices **46** (1999) 567.
- [51] S. Nakamura, S.F. Chichibu, Introduction to nitride semiconductor blue lasers and light emitting diodes, Taylor and Francis, London, 2000.
- [52] M.S. Shur, et al., UV Solid State Light Emitters and Detectors, in: M.S. Shur, A. Žukauskas (Eds.), NATO Science Series, Kluwer, Dordrecht, 2004, p. 144.
- [53] J.L. Pau, C. Rivera, E. Muñoz, et al., J. Appl. Phys. **95** (2004) 8275.
- [54] T. Wang, T. Shirahama, H.B. Sun, et al., Appl. Phys. Lett. **76** (2000) 2220.
- [55] A. Ionascut-Nedelcescu, C. Carlone, A. Houdayer, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **49** (2002) 2733.
- [56] E. Gaubas, P. Pobedinskas, J. Vaitkus, et al., Nucl. Instr. and Meth. A **552** (2005) 82.
- [57] M. Rahman, R. Bates, A. Blue, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **50** (2003) 1797.
- [58] J. Grant, RD50 collaboration workshop, Helsinki, 2005.
- [59] RD50 Status Report 2004. Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders, CERN-LHCC-2004-031, CERN Geneva.
- [60] J. Vaitkus, et al., in: Proceedings of the 27th International Conference on the Physics of Semiconductors, AIP 2005.
- [61] S. Porowski, I. Grzegory, J. Crystal Growth **178** (1997) 174.
- [62] J.A. Freitas, W.J. Moore, B.V. Shanabrook, et al., J. Crystal Growth **246** (2002) 307.
- [63] M.K. Kelly, R.P. Vaudo, V.M. Phanse et al., Japanese J. Appl. Phys. Part 2 Lett. **38** (1999) L217.
- [64] X. Xu, R.P. Vaudo, C. Loria, et al., J. Crystal Growth **246** (2002) 223.
- [65] M. Moll, Nucl. Instr. and Meth., Phys. Res. **565** (2006) 202.
- [66] G. Lindstrom, Nucl. Instr. and Meth. A **512** (2003) 30.

- [67] A. Barcz, M. Zielinski, E. Nossarzewska, et al., *Appl. Surf. Sci.* **203–204** (2003) 396.
- [68] Z. Li, M. Bruzzi, V. Eremin, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **552** (2005) 34.
- [69] J. Harkonen, E. Tuovinen, P. Luukka, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **518** (2004) 346.
- [70] A.G. Bates, M. Moll, *Nucl. Instr. and Meth. A* **555** (2005) 113.
- [71] G. Pellegrini, M. Ullan, J.M. Rafi, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **552** (2005) 27.
- [72] E. Fretwurst, et al., Survey of recent radiation damage studies at Hamburg, presented on the Third RD50 Workshop, 3–5 November 2003, CERN, Geneva, Switzerland
- [73] S. Dittongo, L. Bosisio, D. Contarato, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **546** (2005) 300.
- [74] G. Lindstrom, I. Dolenc, E. Fretwurst, et al., Epitaxial silicon detectors for particle tracking-radiation tolerance at extreme hadron fluences, presented on the 10th European Symposium on Semiconductor Detectors, Wildbad Kreuth, June 12–16, 2005.
- [75] I. Pintilie, M. Buda, E. Fretwurst, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, **556** (2006) 197.
- [76] B. Dezillie, F. Lemeilleur, M. Glaser, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **386** (1997) 162.
- [77] G. Kramberger, D. Contarato, E. Fretwurst, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **515** (2003) 665.
- [78] G. Kramberger, V. Cindro, I. Dolenc, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **554** (2005) 212–219.
- [79] S. Dittongo, L. Bosisio, D. Contarato, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **546** (2005) 300.
- [80] G. Kramberger, V. Cindro, I. Dolenc, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **554** (2005) 212–219.

- [81] Ю.А. Гороховатский, Г.А. Бордовский, Термоактивационная токовая спектроскопия высокоотомных полупроводников и диэлектриков., М.: Наука, 1991.
- [82] D.V. Lang, Space – charge spectroscopy in semiconductors. Thermally stimulated relaxation in solids. Berlin, 1979.
- [83] Ю.А. Гороховатский, Основы термодеполяризационного анализа, Наука, 1981.
- [84] Г. Сесслера, Электреты: Пер. с англ. Москва, 1983.
- [85] A. Juodviršis, M. Mikalkevičius, S. Vengris, Puslaidininkių fiziko pagrindai, Vilnius, Mokslas, 1985
- [86] E. Burstein, G. Picus, B. Hennis, et al., J. Phys. Chem. Solids, **1** (1956) 65.
- [87] R. Newman, Phys. Rev., **99** (1955) 465.
- [88] H. Bethe, P. Morrison, Elementary Nuclear Physics, 2nd Ed., John Wiley, New York, 1956.
- [89] G. Lucovsky, Solid State Communications **3** (1965) 299.
- [90] D.L. Dexter, Solid State Physics, V 6, 353, Academic Press, New York, 1958.
- [91] H.G. Grimmeiss, L.A. Ledebor, Journal of Applied Physics, **46** (1975) 5.
- [92] C.T. Sah, L. Forbes, L.L. Rosier, A.F. Tasch, Solid State Electron., **13** (1970) 759.
- [93] S. Braun, H.G. Grimmeiss, J. Appl. Phys., **45** (1974) 2658.
- [94] H.G. Grimmeiss, Institute of Physics Conference Series. No 22.
- [95] Yu. A. Goldberg, M. Levinshtein, and S. L. Rumyantsev. *Chapters 5* (Silicon Carbide) in "Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe", (Wiley, New York, 2001) pp. 93–147.
- [96] W. Cunningham, J. Melone, M. Horn, et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **509** (2003) 127.
- [97] W. Cunningham, A. Gouldwell, G. Lamb, et al., J. Phys. D **34** (2001) 1.
- [98] J.G. Simmons, G.W. Taylor, Phys. Rev. B **5** (1972) 1619.

- [99] F. Bechstedt, A. Fissel, J. Furthmueller, et al., *J. Phys. Condens. Matter* **13** (2001) 9027.
- [100] G. Augustine, H.McD. Hobgood, V. Balakrishna, et al., *Mater. Sci. Forum* **9** (1998) 264.
- [101] K. JarrÄandahl, R.F. Davies, in: *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 52, Academic, 1998, p. 1.
- [102] S. Maximenko, S. Soloviev, D. Cherednichenko, T. Sudarshan, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) 1576.
- [103] I. Pintilie, L. Pintilie, K. Irmscher, B. Thomas, *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) 4841.
- [104] Z.Q. Fang, D.C.Look, A.Saxler, et al., *Physica B* **308–310** (2001) 706.
- [105] F. Nava, E. Vittone, P. Vanni, et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **514** (2003) 126.
- [106] R. Jasiulionis and H. Wershofner, *J. Environ. Radioact.* **79** (2005) 157.
- [107] R. Silberg, C.H. Tsao, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **25** (1973) 315.
- [108] L. Silver, C.H. Tsao, R. Silberger, T. Kanai, A.F. Barghouty, *Phys. Rev. C*, **47** (1993) 1225.
- [109] G. Kavaliauskienė , V. Kažukauskas, V. Rinkevičius, et al., *Appl. Phys. A* **69** (1999) 415.
- [110] J.G. Simmons, G.W. Taylor, *Phys. Rev. B* **5** (1972) 1619.
- [111] G. Li, S.J. Chua, W. Wang, *Solid State Commun.* **111** (1999) 659.
- [112] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshstein, L.I. Pomortseva, et al., *Solid-State Electron.* **47** (2003) 111.
- [113] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, *J. Appl. Phys.* **71** (1992) 5543.
- [114] D.M. Caughey, R.E. Thomas, *Proc. IEEE* **55** (1967) 2192.
- [115] K. Seeger, *Semiconductor Physics. An Introduction*, eighth ed., Springer, Berlin, 2002.
- [116] B.K. Ridley, *Quantum Processes in Semiconductors*, Clarendon Press, Oxford, 1982.
- [117] B. Pistoulet, P. Girard, G. Hamamdjian, *J. Appl. Phys.* **56** (1984) 2268.

- [118] V. Kažukauskas, J. Appl. Phys. **84** (1998) 2053.
- [119] V. Kažukauskas, J. Storasta, J.-V. Vaitkus, J. Appl. Phys. **80** (1996) 2269.
- [120] V.V. Voronkov, G.I. Voronkova, M.I. Iglytsin, Sov. Phys. Semicond. **4** (1971) 1949.
- [121] D.J. Bergman, D. Stroud, Physical properties of macroscopically inhomogeneous media, in: H. Ehrenreich, D. Turnbull (Eds.), Solid State Physics, vol. 46, Academic, New York, 1992.
- [122] J.C. Maxwell-Garnett, Philos. Trans. R. Soc. A **203** (1904) 385.
- [123] J.H. Bleka, L. Murin, E.V. Monakhov, et al., Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 132 102.
- [124] Deep centers in Semiconductors, edited by S.T.Pantelides, Gordon and Breach, New York, 1986
- [125] R. Passler, H. Pettersson, H.G.Grimmeiss, K. Schmalz. Phys.Rev.B **55** (1997) 4312.
- [126] M. Huhtinen, Nucl. Instr. and Meth. A **491** (2002) 194.
- [127] I. Pintilie, E. Fretwurst, A. Junkes, G. Lindström. Proceedings of NSS, 21 October 2008, Dresden
- [128] B. Svensson; I. Pintilie, Presentations at rd50 /wodean workshop, 2006