

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Radiofizikos katedra

Dovilė Čibiraitė

TERAHERCŲ DETEKCIJOS GRAFENO LAUKO TRANZISTORIAIS TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Telekomunikacijų fizikos ir elektronikos
studijų programa

Studentas

Darbo vadovas

Recenzentas

Katedros vedėjas

Dovilė Čibiraitė

prof. Alvydas Lisauskas

dr. Irmantas Kašalynas

prof. Jūras Banys

Vilnius 2016

TURINYS

ĮVADAS.....	3
1. UNIKALIOS GRAFENO SAVYBĖS	4
1.1. Pagrindinės grafeno gamybos technologijos	4
1.2. Energijos dispersija.....	5
1.3. Krūvininkų tankis	6
1.4. Krūvininkų transportas	9
2. GRAFENO LAUKO TRANZISTORIAI – TERAHERCŲ DETEKTORIAI.....	13
2.1. Grafeno lauko tranzistoriai	13
2.2. Tranzistoriaus kanalo impedansas	14
2.3. Terahercų detektorių veikimo principai.....	16
2.3.1. Srovės lyginimo reiškinys	16
2.3.2. Termoelektrinis reiškinys	18
2.4. Detektoriai grafeno pagrindu	19
3. TERAHERCŲ DETEKTORIŲ GRAFENO PAGRINDU TYRIMAS.....	22
3.1. Tyrimų objektas	22
3.2. Tranzistorių charakteristikų tyrimas	24
3.3. Detektorių tyrimo metodikos tobulinimas	26
3.4. Detektorių dažninių jautrio charakteristikų tyrimas	39
IŠVADOS	44
SUMMARY	45
LITERATŪRA.....	46
PADĖKA	49
PUBLIKACIJOS.....	50

IVADAS

Grafenas yra vieno atomo storio korio struktūros anglies alotropinė atmaina. Unikali struktūra lemia daugybę įspūdingų savybių. Perspektyviai aukštadažnei elektronikai ypatingai svarbios jo savybės yra itin didelis krūvininkų judris ir labai aukštas sotes greitis. Dėl šių išskirtinių savybių grafeno lauko tranzistoriai (G-FET) gali konkuruoti su tradicinėmis lauko tranzistorių (FET) technologijomis. Tuo pačiu, ši ypatingas elektrines ir mechanines savybes turinti medžiaga gali būti naudinga įvairiose srityse: tvirtesni komponentai [1], mažų gamybinių kaštų reikalaujantys mobiliųjų telefonų ekranai [2], fotoniniai ir optoelektroniniai komponentai [3] ir kt.

Į anteną integruoti lauko tranzistoriai gali būti naudojami kaip plazmoniniai detektoriai. Tokie grafeno, galio nitrido ir kitų didelį krūvininkų judrį turinčių medžiagų tranzistoriai pritaikomi terahercų (THz) spinduliuotės matavimams. Specialus antenos dizainas, sukuriantis asimetrinį talpinį ryšį tarp tranzistoriaus kontaktų, sukuria šiluminiais reiškiniais paremtą detektuojamo signalo stiprinimą.

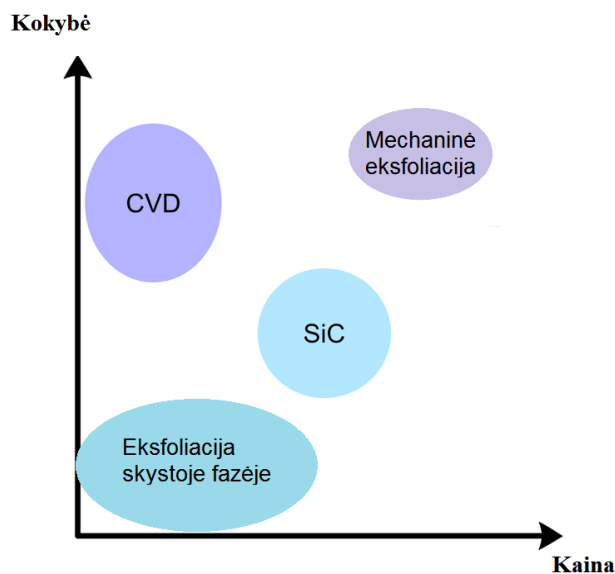
THz detektorių taikymo sričių yra įvairių: medicina, apsaugos sistemos, kosmoso tyrimai, telekomunikacijos. THz spinduliuotė labai stipriai sugeria vandens molekulės, todėl tai siekiama pritaikyti vėžio diagnozavimui. Svarbu tai, jog ši spinduliuotė yra ne jonizuojanti spinduliuotė. Apsaugos sistemose THz gali būti taikomi skenavimui, nes prasiskverbia pro daugelį plastikų ir rūbus. Sukurtos THz telekomunikacijų sistemos palaikytų plačiajuostę moduliaciją, todėl duomenų perdavimo sparta siektų 0.1 Tbit/s.

Šio darbo tikslas yra ištirti cheminio nusodinimo iš garų fazės būdu užauginto grafeno lauko tranzistorių su suformuota talpinį ryšį tarp užtūros ir santakos kontaktų turinčia antena atsako į THz spinduliuotę charakteristikas. Tam reikalinga patobulinti grafeno tranzistorių matavimo techniką siekiant gauti patikimus duomenis teoriniams aprašymams paremti bei parodyti papildomų detekcijos šiluminių reiškinų atsiradimą.

1. UNIKALIOS GRAFENO SAVYBĖS

1.1. Pagrindinės grafeno gamybos technologijos

Šiame skyriuje bus trumpai aptarti pagrindiniai grafeno išgavimo būdai, tokie kaip mechaninė eksfoliacija, cheminis garų nusodinimas ar sublimacija. Šių technologijų kokybės ir kainų palyginimas pateiktas 1.1.1 paveiksle.



1.1.1 pav. Skirtingų grafeno gamybos technologijų kainos-kokybės palyginimas. Adaptuota pagal [4].

2004 metais grafenas pirmą kartą pademonstruotas eksperimentiškai [5]. Už šį pasiekimą André Geimas ir Konstantinas Novosiolovas 2010 metais buvo apdovanoti fizikos Nobelio premija. Vieno atomo sluoksnio grafeno lakštas buvo išgautas iš gamtoje randamo grafito naudojant mechaninės eksfoliacijos techniką (mechaninį medžiagos sluoksnių atskyrimą pasinaudojant lipnia juostele). Dėl itin kokybiško galutinio varianto šis metodas taikomas moksliniams tyrimams.

Kitas mažai priemaišų turinčio grafeno gamybos būdas yra cheminis garų nusodinimas iš garų fazės [6]. Šio proceso metu aukštoje temperatūroje ant metalo padėklo (Cu ar Ni), jį veikiant anglies atomų turinčiomis dujomis, yra nusodinamas plonas grafeno sluoksnis. Cheminio nusodinimo metodu pagamintas grafeno sluoksnis gali būti perkeltas ant bet kokio izoliacinio pagrindo (ypač tinkamas yra silicio padėklas) nuėsdinant metalo padėklą.

Siekiant suformuoti itin didelius grafeno sluoksnius gali būti naudojama sublimacijos ant silicio karbido (SiC) padėklo technika [7]. Šio proceso metu SiC yra pakaitinamas vakuume iki aukštų temperatūrų tam, kad atsiskirtų Si atomai ir taip susiformuotų daugiasluoksnis grafenas. Pastaraisiais dviem metodais gaunamų grafeno sluoksnių kokybė yra pakankama praktiniams taikymams,

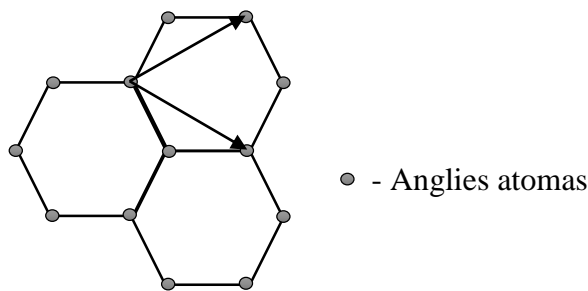
pavyzdžiui, monitorių ekranams. Nepaisant to, aukštadažnės elektronikos įtaisams naudojamo grafeno kokybę dar reikia gerinti.

Eksfoliacijos skystoje fazėje metodas reikalauja mažesnių kaštų, pasižymi greitesniu grafeno sluoksnių atskyrimo procesu, bet yra mažiau kokybiškas (mažesnis vienatomio grafeno sluoksnių procentas) nei mechaninės eksfoliacijos metodas. Pagrindiniai proceso žingsniai yra: tirpdyimas tirpiklyje, veikimas ultrabangomis, centrifugavimas greitaeige centrifuga (įrenginiu, sukuriančiu daugiau kaip 3500 kartų didesnę sunkio jėgą) [8].

1.2. Energijos dispersija

Šiame skyriuje aptariama unikali grafeno savybė – tiesinė energijos dispersija ilgų bangos ilgių srityje. Tačiau pirmiausia aprašoma struktūra, kuri lemia dvimačių elektronų dujų susidarymą (elektronų laisvas judėjimas egzistuoja tik 2 kryptimis).

Grafenas – vieno atomo storio grafito sluoksnis (0.34 nm), kurį sudaro korio struktūrą formuojantys anglies atomai (žr. 1.2.1 pav.). Nuo taškų A ir B galima sudaryti dvi vienodas trikampes elementariąsias gardes, kurias atitinka vektoriai $\vec{a}_1 = \frac{a}{2}(3, \sqrt{3})$ ir $\vec{a}_2 = \frac{a}{2}(3, -\sqrt{3})$, kur atstumas tarp anglies atomų $a = 0.142$ nm. Brijueno zonos kampai $\vec{K} = \frac{2\pi}{a}(\frac{1}{3}, \frac{1}{3\sqrt{3}})$ ir $\vec{K}' = \frac{2\pi}{a}(\frac{1}{3}, -\frac{1}{3\sqrt{3}})$ yra vadinami Dirako taškais. Dėl to, kad impulso erdvėje egzistuoja du Dirako taškai, atsiranda slėnių išsigimimo faktorius $g_v = 2$.



1.2.1 pav. Anglies atomų išsidėstymas grafeno sluoksnyje.

Pasinaudojant stipriosios sąveikos Hamiltonianu ir modeliuojant elektronų pasiskirstymą su prielaida, kad elektronas gali peršokti tik į artimiausią atomą, energijų juosta gali būti apibrėžta kaip pateikta [9]:

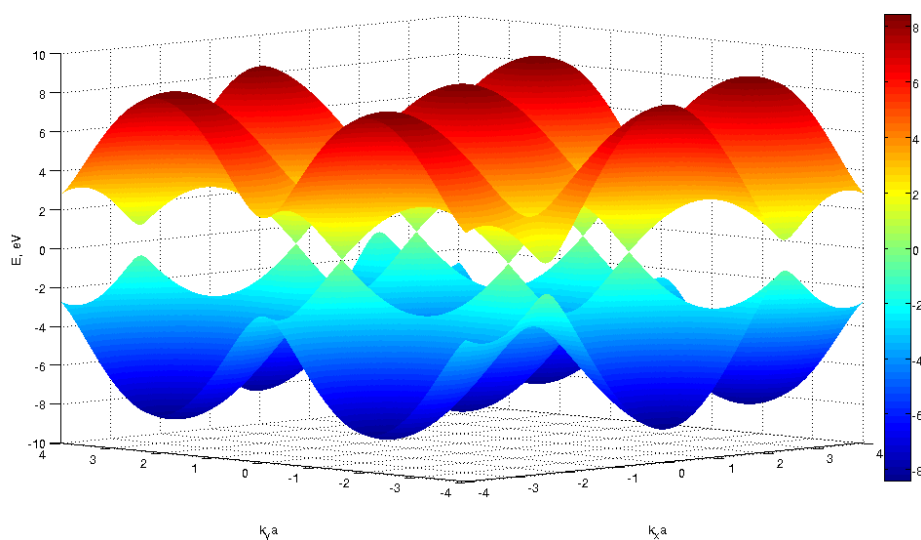
$$E_{\pm}(\mathbf{k}) = \pm t \sqrt{3 + 2 \cos(\sqrt{3}k_y a) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a\right) \cos\left(\frac{3}{2}k_x a\right)} \quad (1)$$

Čia šuolio energija $t = 2.8 \text{ eV}$, atstumas tarp anglies atomų $a = 1.42 \text{ \AA}$. Plusas naudojamas aprašyti laidumo, o minusas – valentinei juostai. Pastebėtina ir tai, jog įvairiuose šaltiniuose, naudojančiuose stipriosios sąveikos Hamiltonianą, šuolio energija skiriasi ([9 – 12] pateiktos šuolio energijos skiriasi $2.5 \text{ eV} - 3 \text{ eV}$ intervale). Dėl to skiriasi ir koeficientai, esantys energijos dispersijos lygtyje. Nepaisant to, tiesinė priklausomybė ilgų bangos ilgių artinyje išlieka ir supaprastinus užrašoma taip

$$E_{\pm}(\mathbf{k}) = \pm \hbar v_F |\mathbf{k}|, \quad (2)$$

čia $v_F = \frac{3ta}{2\hbar} \approx 10^6 \text{ m/s}$ – Fermi greitis, lygus 1/300 šviesos greičio.

Šis tiesinis energijos-momento sąryšis yra svarbiausia grafeno dispersijos savybė. Dėl tiesinės energijų diagramos struktūros elektronas ir skylė elgiasi kaip reliatyviosios dalelės, aprašomos Dirako lygtimi, tiksliau, Šredingerio lygtimi. 1.2.2 paveiksle pavaizduota juostinė grafeno struktūra. Kaip matyti, laidumo ir valentinė juostos Brijueno zonos Dirako taškuose susiliečia. Todėl grafenas yra nulinės draustinės juostos puslaidininkis.

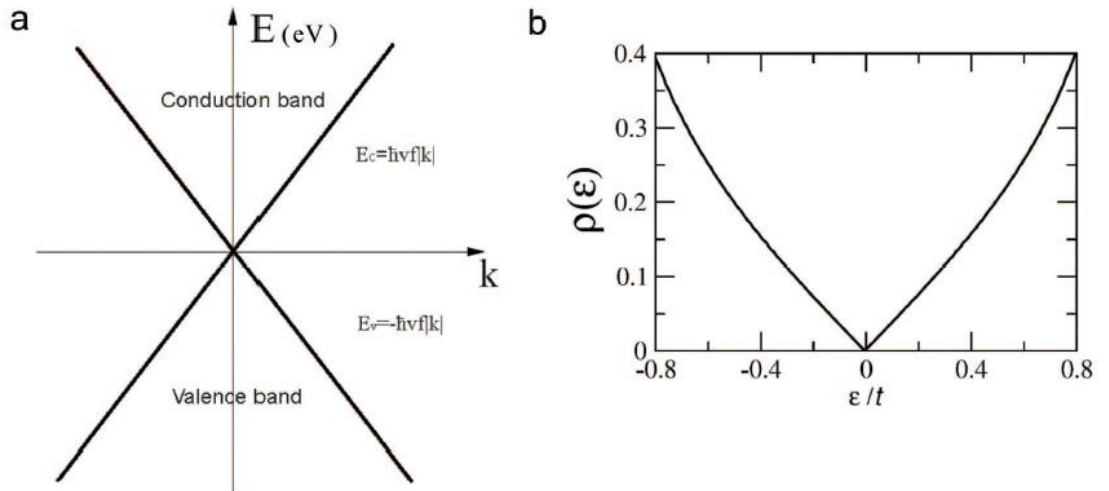


1.2.2 pav. Grafeno juostinė struktūra.

Draustinių energijų tarpą galima sukurti pasinaudojus dvisluoksniu ar daugiasluoksniu grafenu, o taip pat formuojant grafeno nanovamzdelius [12]. Tačiau apie šiuos darinius šiame darbe plačiau nebus kalbama.

1.3. Krūvininkų tankis

Šiame skyriuje aprašomas grafeno krūvininkų tankio ypatybės bei savųjų ir priemaišinių krūvininkų tankio atsiradimas.



1.3.1 pav. Energijos dispersija (a) ir būsenų tankio pasiskirstymas pagal energiją (b) [9].

Energijos pasiskirstymas ir būsenų tankis arti Dirako taško pateiktas 1.3.1 paveiksle. Būsenų tankis yra tiesiškai proporcingas elektrinio lauko stiprio moduliui Dirako ilgų bangos ilgių artinyje ir yra aprašomas lygtimi

$$D(E) = \frac{2|E|}{\pi(\hbar v_F)^2} \quad (3)$$

Jei N_g – efektinis grafeno būsenų tankis:

$$N_g = \frac{2(k_B T)^2}{\pi(\hbar v_F)^2} \quad (4)$$

Fermi-Dirako integralas aprašomas taip:

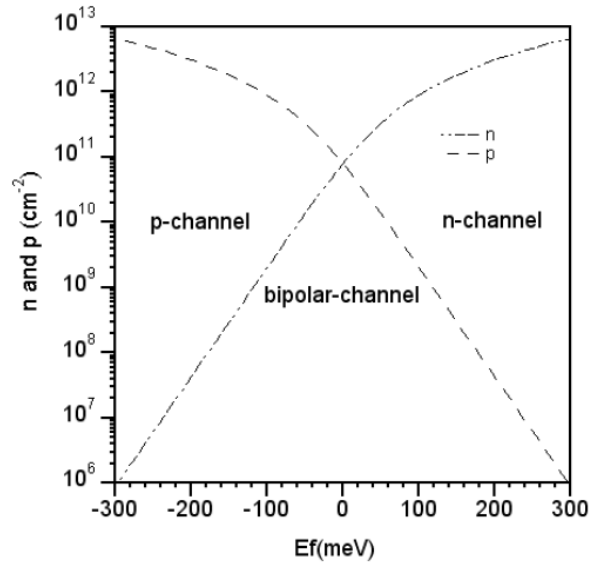
$$\mathcal{F}\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) = \int_0^\infty \frac{\eta}{1 + e^{\eta - \frac{E_F}{k_B T}}} d\eta \quad (5)$$

Čia $\eta = E/k_B T$.

Tada įvedę Fermi-Dirako pasiskirstymo funkciją $f(E)$, kuri apibrėžia tikimybę, jog nuo Fermi būsenos (E_F) tam tikru atstumu nutolusioje energijos būsenoje bus krūvininkas, galime aprašyti elektronų n ir skylių p koncentracijas grafeno sluoksnyje [13]:

$$n(E_F) = \int_0^\infty D(E) f(E - E_F) dE = N_g \mathcal{F}\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \quad (6)$$

$$p(E_F) = \int_{-\infty}^0 D(E) (1 - f(E - E_F)) dE = N_g \mathcal{F}\left(-\frac{E_F}{k_B T}\right) \quad (7)$$



1.3.2 pav. Elektronų (n) ir skylių (p) koncentracijų pasiskirstymas pagal Fermi energiją kambario temperatūroje [13].

Krūvininkų pasiskirstymas pagal Fermi energiją kambario temperatūroje pavaizduotas 1.3.2 paveiksle. Matyti, jog grafeno sluoksnio krūvininkų tankis priklauso tiek nuo skylių, tiek nuo elektronų koncentracijos, ir yra keičiamas keičiant Fermi lygmens padėtį. Dėl to pagrindiniai krūvininkai gali būti tiek skylės, tiek elektronai. Grafeno sluoksnio laidumą galima keisti iš p laidumo į n laidumą ir priešingai. Tai yra savita grafeno ypatybė ir dažnai ji vadinama *dvipole charakteristika*.

Kai grafeno sluoksnio neveikia įtampa ar srovė, tai iš Fermi-Dirako statistikos randamas savųjų krūvininkų tankis yra apskaičiuojamas pagal formulę [13]

$$n_i = p_i \cong \frac{\pi(k_B T)^2}{6(\hbar v_F)^2} \quad (8)$$

$$n_i(T = 300 \text{ K}) = p_i(T = 300 \text{ K}) \approx 7.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$$

Krūvininkų tipas ir koncentracija gali būti kontroliuojami ne tik įtampa, bet ir pasitelkiant metalus arba molekules grafeno paviršiuje. Šis procesas vadinamas *grafeno sluoksnio legiravimu*. Bet reikia pažymėti, jog šis procesas (pavyzdžiui, cheminis legiravimas) nėra siejamas su anglies atomų pakeitimu priemaišų atomais.

Mažiausias krūvininkų tankis yra taške $E_F = 0$ (žr. 1.3.2 pav.). Ši vertė kambario temperatūroje pagal teorinį modelį yra lygi šiluminiu būdu sugeneruotų krūvininkų tankiui $n_{th} = n_i(T = 300 \text{ K})$. Tačiau išmatuotos minimalios krūvininkų tankio vertės paprastai yra $(10^{11} - 10^{12}) \text{ cm}^{-2}$ intervale. Iš čia iškyla *liekamojo krūvio* sąvoka n_0 , kuri reikalinga paaiškinti krūvininkų tankio fenomenui ties Dirako tašku [14]. Užkraunami oksido defektai ir priemaišos lemia potencialo svyravimus išilgai grafeno sluoksnio, todėl krūvio neutralumo taške atsiranda elektronų ir skylių samplaikos (*angl.*

puddles) [15]. Tai žymiai padidina minimalų krūvininkų tankį. Liekamasis krūvininkų tankis paskaičiuojamas žinant krūvio neutralumo tašką atitinkančią įtampos vertę. Atkreiptinas dėmesys, jog liekamojo krūvio poliškumas priklauso nuo krūvio neutralumo tašką atitinkančios įtampos ženklo.

$$n_0 = \frac{C_{ox}|V_{CNP}|}{q} \quad (9)$$

Pridėta įtampa indukuoja krūvininkų tankį kanale, kuris su užtūros kontaktu suformuoja C_{ox} dydžio talpą [16]

$$\Delta n = \Delta p = \frac{C_{ox}|V_g - V_{CNP}|}{q} \quad (10)$$

Čia V_g – užtūros įtampa, V_{CNP} – krūvio neutralumo tašką atitinkanti įtampa. Tada visas krūvininkų tankis kanale randamas pagal

$$n = \sqrt{n_0^2 + \Delta n^2} \quad (11)$$

$$p = \sqrt{n_0^2 + \Delta p^2} \quad (12)$$

Pateiktos formulės naudingos tolimesniame skyriuje pateikiamam savitojo elektrinio laidumo bei krūvininkų judrio skaičiavimui.

1.4. Krūvininkų transportas

Kitas svarbus aspektas – krūvininkų transportas grafene – bei su grafeno bei THz srities unikalumu išskylantys sunkumai bus aprašyti šiame skyriuje.

Krūvininkų judėjimas grafeno sluoksnyje gali būti aprašytas tiek hidrodinaminėmis lygtimis, tiek Bolcmano lygtimi. Hidrodinaminės lygtys aprašo sistemos dalelių judėjimą per makroskopinius parametrus, skaliarinius ar vektorinius laukus. Kinetine Bolcmano lygtimi aprašoma statistinė dvidalelė sąveika, kur dalelė aprašoma pasiskirstymo funkcija $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$.

Ši funkcija aprašo krūvininkų tankį, kurie laiko momentu t yra erdvės taške \mathbf{r} ir juda greičiu \mathbf{v} . Bolcmano lygtis bendra forma vykstant sklaidai užrašoma taip:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_s = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{q}{\hbar} (\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{k}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} \quad (13)$$

Čia $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_s$ – kolizijų integralas arba sklaidos operatorius. Kolizijų integralas aprašo pasiskirstymo funkcijos pokytį vienetinėje impulso ir koordinatinių erdvėje. Ši lygtis įskaičiuoja dalelių koordinatinių ir impulso pokyčius, atsiradusius dėl įvairių priežasčių: koncentracijų gradiento, išorinių laukų poveikio, dalelių tarpusavio sąveikos bei jų sąveikos su įvairiais sklaidos centrais, tačiau ji įgyja prasmę tik tada, kai yra žinomas sklaidos operatorius. Jį galima įvertinti apskaičiuojant dalelių kiekį

išsklaidytų iš/į impulso-koordinatės erdvės vienetą. Šis kiekis gali būti gautas apskaičiavus sklaidos dažnį, kuris gali būti randamas iš kvantmechaninės sklaidos teorijos elektronui ir sklaidos centrai. Dar tikslesniam sklaidos mechanizmui nusakyti naudojama kolizijos tikimybė, kad elektrono su kvazimomentu $\hbar\mathbf{k}_1$ energija E_{n1} bus išsklaidyta per vienetinį laiką į energijos lygmenį E_{n2} , kur elektrono kvazimomentas bus lygus $\hbar\mathbf{k}_2$. Tikimybė, kad elektronas per baigtinį laiko momentą dt baigtinėje kvazimomento erdvėje $d\mathbf{k}_2$, \mathbf{k}_2 aplinkoje, bus išsklaidytas, randama iš atitinkamos mikroskopinės teorijos ir apibrėžiama kaip $S(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{r}, t)dtd\mathbf{k}_2$. Tačiau tokia artinyje daroma prielaida, kad Pauli principas negalioja, nes visos būsenos įvykiui po sklaidos yra laisvos. Tikimybės funkcijos forma priklauso nuo sklaidos mechanizmo ir dažniausiai turi kompleksinę formą. Bendru atveju ji gali priklausyti ir nuo pačios pasiskirstymo funkcijos [17].

Paprasčiausiu atveju savitasis laidis skaičiuojamas priimant elektronų sklaidos atsitiktinai pasiskirsčiusiomis Kulono priemaišomis artinį. Tai yra pagrindinis sklaidos mechanizmas žemose temperatūrose. Papildoma sklaida gali atsirasti dėl neutralių taškinių defektų. Šias dvi sąveikų rūšis aprašo Bolcmano teorija. Aukštesnėse temperatūrose atsiranda elektronų sklaida fononais.

Sarma darbe [18] priimama prielaida, kad homogeniškoje skylių ar elektronų sistemoje krūvininkų tankis n indukuojamas įtampa V_g . Kai išorinis elektrinis laukas yra silpnas, tai pasiskirstymo funkcijos pokytis taip pat nėra didelis. Todėl galime užrašyti tiesinį pasiskirstymo funkcijos pokytį pagal energiją $f_{\mathbf{k}} = f(\epsilon_{\mathbf{k}}) + \delta f_{\mathbf{k}}$, čia $\epsilon_{\mathbf{k}}$ – krūvininkų energija, $f(\epsilon_{\mathbf{k}})$ – pusiausvyroji Fermi pasiskirstymo funkcija, $\delta f_{\mathbf{k}}$ – Fermi pasiskirstymo funkcijos pokytis, proporcingas išoriniam elektriniam laukui. Jei galioja relaksacijos trukmės artinys (pasiskirstymo funkciją galima išskaidyti į simetrinę ir asimetrinę dalis), tada turime $\delta f_{\mathbf{k}} = -\frac{\tau(\epsilon_{\mathbf{k}})}{\hbar} e\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \frac{\partial f(\epsilon_{\mathbf{k}})}{\partial \epsilon_{\mathbf{k}}}$, kur $\tau(\epsilon_{\mathbf{k}})$ yra relaksacijos arba sklaidos trukmė, o $\mathbf{v}_{\mathbf{k}} = \frac{d\epsilon_{\mathbf{k}}}{d\mathbf{k}}$ – krūvininkų greitis.

Jei sklaidos potencialą aprašysime matriciniu elementu $\langle V(z) \rangle$, susietu su priemaišų išsibarstymu sistemoje, o sklaidos kampas θ tarp bangos vektorių prieš ir po sklaidos, n_i^a – a-tosios rūšies priemaišų koncentracija, o z – dvimačių dujų plokštumai statmena kryptis, tai relaksacijos trukmė bus aprašomas kaip funkcija nuo energijos:

$$\frac{1}{\tau(\epsilon_{\mathbf{k}})} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_a \int dzn_i^a(z) \int \frac{d^2k_2}{(2\pi)^2} |\langle V(z) \rangle|^2 [1 - \cos \theta] \delta(\epsilon_{\mathbf{k}_1} - \epsilon_{\mathbf{k}_2}) \quad (14)$$

Tai pasinaudodami Bolcmano kinetine teorija ir vidurkindami pagal energiją, gausime savitąjį laidį:

$$\sigma = \frac{e^2}{2} \int d\epsilon D(\epsilon) \mathbf{v}_{\mathbf{k}}^2 \tau(\epsilon) \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) \quad (15)$$

Savitoji varža $\rho(T) = 1/\sigma(T)$ priklauso nuo temperatūros, nes krūvininkų pasiskirstymo funkcija

$$f(\epsilon_k) = \frac{1}{1 + e^{\frac{\epsilon_k - \mu}{k_B T}}} \quad (16)$$

$\mu(T)$ – elektrocheminis potencialas, lygus visų elektronų išlaisvinimo energijai. Nulinėje temperatūroje Fermi pasiskirstymas yra Hevisaido tipo funkcija, kintanti ties Fermi energija. Tuomet savitojo laidžio formulė aprašoma taip

$$\sigma = \frac{e^2 v_F^2}{2} D(\epsilon_F) \tau(\epsilon_F) \quad (17)$$

Tiek eksperimentiškai [19], tiek teoriškai [20] įrodyta, jog sąlyčio su kita medžiaga neturinio grafeno krūvininkų judris yra didžiausias iš visų puslaidininkių. Taip yra todėl, kad jo efektinė masė yra itin žema, kartais vadinama nuline mase. Su padėklu nesąveikaujančio (*angl.* suspended graphene) grafeno sluoksnio krūvininkų judris ribojamas tik sklaidos akustiniais fononais grafeno gardelėje [20] ir yra vadinamas *savitųjų krūvininkų judriu*. Dėl krūvininkų sklaidos priklausomybės nuo optinių fononų, krūvininkų judris tiesiškai mažėja didėjant temperatūrai. Ties 240 K temperatūra jis išlieka didesnis nei 100 000 cm²/Vs, o vidutinis laisvojo lėkio kelias yra $\approx 1 \mu\text{m}$ [21].

Jei grafeno sluoksnį įsprausime tarp dviejų medžiagų (pavyzdžiui, padėklo ir užtūros dielektriko), jo savitųjų krūvininkų judris stipriai sumažės. Tai lemia sklaida įelektrintomis priemaišomis grafeno sąlyčio paviršiuje [22] (Kulono sklaida), arba sklaida gretimoms medžiagoms paviršiaus optiniais fononais [23]. Žemesnėse nei 300 K temperatūrose sklaidos mechanizmas priklauso nuo priemaišų tankio [24]. Iš čia matyti, jog krūvininkų judris grafene gali svyruoti nuo kelių tūkstančių iki kelių šimtų tūkstančių cm²/Vs, o laisvasis lėkio kelias (10 – 500) nm [25].

Taip pat pastebėtina, kad elektronų ir skylių judrio vertės su kitomis medžiagomis nesąveikaujančiame grafene yra labai artimos (žr. 1 lentelė); su padėklu nesąveikaujančiame grafene jos lygios [19]; o tarp dviejų medžiagų įspraustame grafeno sluoksnyje krūvininkų judriai dėl skirtingo priemaišų tipo gali skirtis eilės ribose [26, 27].

Iš eksperimentinių rezultatų paskaičiavę krūvininkų tankį galime rasti jų judrį

$$\mu_{n,p} = \frac{L_g}{W_g(R - R_0)} \frac{1}{C_{ox}|V_g - V_{CNP}|} = \frac{\sigma}{qn} \quad (18)$$

L_g ir W_g – užtūros kontakto ilgis ir plotis atitinkamai, R_0 – liekamoji kontaktų varža (toli nuo Dirako taško), σ – savitasis elektrinis laidis.

Čia reikia pastebėti, jog išmatuota varža R susideda iš kelių dedamųjų: R_0 – liekamoji kontaktų varža n ir p srityse (gali skirtis), R_{pn} – skiriantis krūvininkų tipui po užtūros kontaktu ir ne po užtūros kontaktu esančiose dalyse susidaranti barjerinė varža šalutiniams krūvininkams, R_g – grafeno varža.

$$R = 2R_0 + R_{pn} + R_g \quad (19)$$

$$R_{pn} = \frac{\hbar}{q^2 W} \sqrt{\frac{2d_{ox}}{k_F}} \quad (20)$$

$$k_F = \sqrt{\frac{C_{ox} |V_g - V_{CNP}|}{\pi q}} \quad (21)$$

Žinodami krūvininkų tankį ir judrį galime apskaičiuoti savitąjį elektrinį laidį

$$\sigma = qn\mu_n + qp\mu_p \quad (22)$$

Pastarosios formulės bus naudojamos gautų rezultatų analizei.

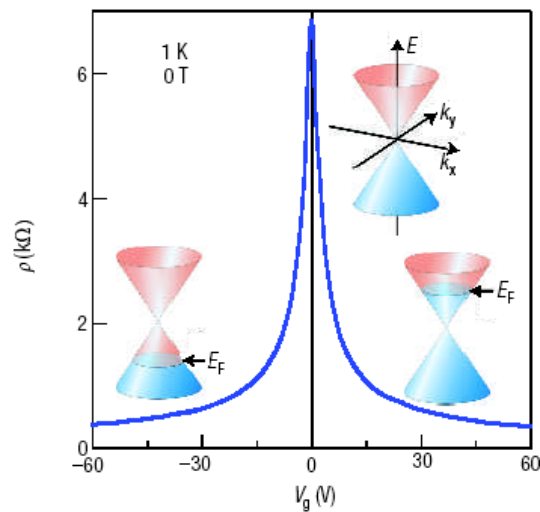
2. GRAFENO LAUKO TRANZISTORIAI – TERAHERCŲ DETEKTORIAI

2.1. Grafeno lauko tranzistoriai

Šiame skyriuje aprašomas tradicinių ir grafeno lauko tranzistorių pagrindinis skirtumas – poliškumas – kuris bus svarbus šio darbo rezultatų analizei.

Lauko tranzistorius (FET) – tai yra elektriniu lauku valdomas tranzistorius, t.y. užtūros įtampa indukuoja talpinio pobūdžio krūvį kanale arba formuoja kanalo skerspjūvį, siekiant kontroliuoti kanalo laidumą tarp santakos ir ištakos elektrodų [28].

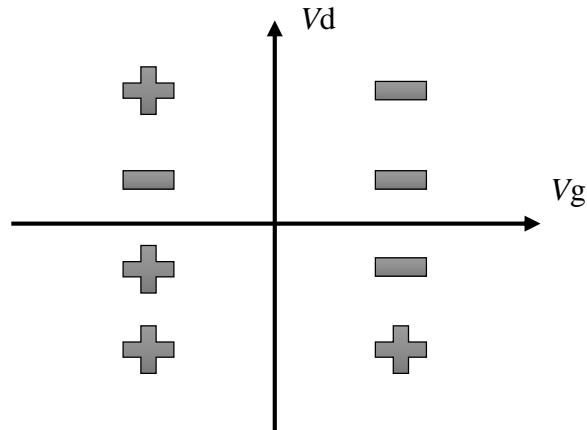
Vienas svarbus skirtumas, išskiriantis grafeno lauko tranzistorius iš tradicinių, yra tai, jog tradiciniai tranzistoriai yra vienpoliai, o turint omenyje didesnę elektronų nei skylių judrį, formuojami būtent elektroninio laidumo tipo tranzistoriai. Kaip jau minėta ankstesniame skyriuje, grafeno sluoksnio krūvininkų tankis gali būti keičiamas moduluojant Fermi lygmenį, todėl suformavus izoliuotą kontaktą toks tranzistorius gali veikti tiek kaip elektroninio, tiek kaip skylinio laidumo tipo tranzistorius, kurio laidumo tipas priklauso nuo užtūros įtampos (žr. 2.1.1 pav).



2.1.1 pav. Grafeno Fermi lygmens priklausomybė nuo užtūros įtampos [28].

Grafeno lauko tranzistoriaus modelis, pateiktas [29], aprašo voltamperines charakteristikas įvairioms veikimo sąlygoms. Šis modelis atsižvelgia į skirtingą elektronų ir skylių judrį bei nuo krūvininkų tipo priklausančią kontaktų varžą. Dėl sąveikos su padėklu skiriasi elektronų ir skylių judriai [30], o dėl krūvio pernašos tarp grafeno ir metalo kontakto atsiranda kontaktų varžos priklausomybė nuo krūvininkų tipo [31]. Tačiau perdavimo charakteristikų asimetrija šiame modelyje nėra įskaičiuojama, o ji itin pastebima trumpo užtūros ilgio įrenginiuose. Nepaisant to, straipsnyje pateiktą pagrindinių krūvininkų pasiskirstymą kanale, priklausančią nuo ištakos-užtūros ir užtūros-santakos įtampų, galima pavaizduoti kaip pateikta 2.1.2 paveiksle. Čia ašys vaizduoja įtampų

V_g (ištakos-užtūros) ir V_d (užtūros-santakos) poliškumą, kiekviename ketvirtyje esantis viršutinis ženklas atitinka šalia ištakos, o apatinis – šalia santakos esančio krūvio poliškumą.



2.1.2 pav. Krūvininkų pasiskirstymas G-FET.

Šis rezultatas svarbus siekiant suprasti erdvinį krūvininkų pasiskirstymą grafeno lauko tranzistoriaus kanale, o taip pat puikiai papildo 1.3.2 paveiksle pateiktą krūvininkų tankio pasiskirstymą pagal energiją.

2.2. Tranzistoriaus kanalo impedansas

Atsižvelgiant į tai, jog tranzistorius yra integruotas į anteną, modeliuojamam įtaisui turi būti išpildyta impedansų suderinamumo sąlyga, todėl šiame skyriuje aptariamas tranzistoriaus impedansas. Tam pasitelkiamas tranzistoriaus kaip perdavimo linijos modelis.

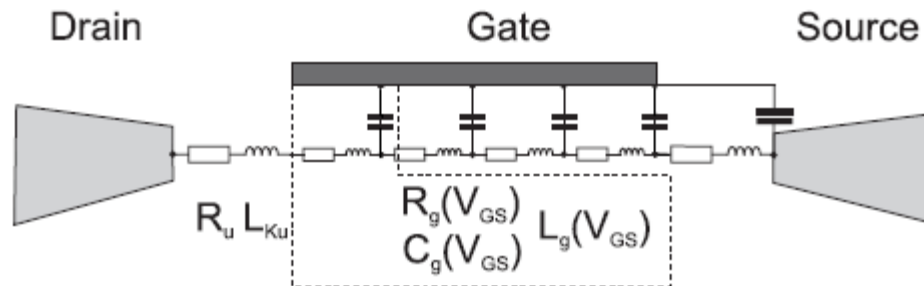
Jei plazmos banga yra elektronų inercijos sukeltos jų tankio fliuktuacijos, tai elektromechanikos analogijoje elektronų inercija yra ekvivalenti induktyvumui. Dvimačių elektronų dujų tranzistoriaus kanalo atveju šis induktyvumas vadinamas *elektronų kinetiniu induktyvumu* L_K [32, 33]. Tada dvimačių dujų varžą galime aprašyti kaip nuosekliai sujungtos aktyviosios ir induktyviosios varžų sumą:

$$Z(\omega) = R_u + i\omega L_{Ku} \quad (23)$$

Virš tranzistoriaus kanalo suformavus užtūros kontaktą tarp užtūros ir kanalo susiformuoja talpinis ryšys (2.2.1 pav.). Tirtuose grafeno lauko tranzistoriuose tarp užtūros ir ištakos kontaktų vyrauja talpinis ryšys, atitinkantis talpą C_g . Tada tokio kanalo impedansas užrašomas formule:

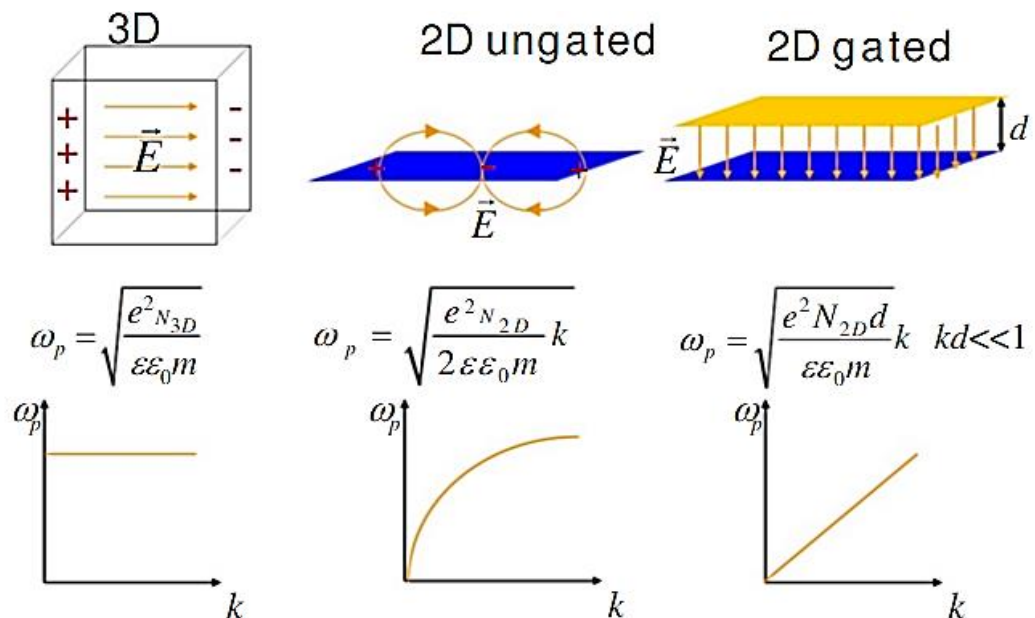
$$Z_g(\omega) = \sqrt{\frac{R_g + i\omega L_g}{i\omega C_g}} \quad (24)$$

Taigi žemuose dažniuose tokio tranzistoriaus varža atitinka žemadažnį kanalo impedansą, dažniui didėjant pasireiškia talpinė sklendės įtaka, o dar aukštesniuose dažniuose varžą lemia elektronų kinetinis induktyvumas [34].



2.2.1 pav. Terahercų detektoriaus paskirstytųjų parametrų schema [34].

Šalia ištakos ir santakos kontaktų esantys nuosekliai sujungti R_U ir L_{KU} elementai vaizduoja užtūros kontaktų nepadengtą tranzistoriaus kanalo sritį. Į šią sritį svarbu atsižvelgti ne tik skaičiuojant kanalo parametrus, bet ir aprašant plazmoninius reiškinius. 2.2.2 paveiksle pavaizduoti skirtumai tarp dvimačių ekranuotų (*angl.* 2D gated) ir neekranuotų (*angl.* 2D ungated) bei trimačių (3D) struktūrų [33]. Matome, jog plazmonų dispersija srityje be užtūros kontakto tiesiškai priklauso nuo kvadratinės šaknies iš bangos vektoriaus, o dvimatėse dujose su užtūros kontaktu kinta tiesiškai bangos vektoriui.



2.2.2 pav. Plazmonų dispersijos palyginimas trimatėse (3D) ir dvimatėse ekranuotose (*angl.* 2D gated) ir neekranuotose (*angl.* 2D ungated) elektronų dujose [33].

Tokioje sistemoje, kuri pavaizduota 2.2.1 paveiksle, plazmonų dispersija turės tarpinę funkcinę priklausomybę, siejančia dispersijas su ir be užtūros kontaktų, pavaizduotas 2.2.2 paveiksle.

2.3. Terahercų detektorių veikimo principai

Šiame skyriuje plačiau aptariami šiam darbui aktualūs THz spinduliuotės aptikimo mechanizmai, kurių pažinimas yra vienas iš pagrindinių šio darbo tikslų.

Detekcija – (*lot.* detectio - atidengimas, atskleidimas) – tai žemojo dažnio elektros virpesių parametrų (amplitudės, dažnio, fazės) arba nuolatinės dedamosios išskyrimas iš aukštojo dažnio elektros virpesių. Šio darbo metu THz spinduliuotės virpesiai buvo išskiriami matuojant įtampos/srovės nuolatinės dedamosios atsiradimą.

2.3.1. Srovės lyginimo reiškinys

Pagrindinį terahercų spinduliuotės (THz) atpažinimo mechanizmą jau 1996 metais pasiūlė M. Dyakonovas (*angl.* Diakonov) ir M. Šuras (*angl.* Shur), kurie tai įvardijo kaip savaiminį plazminių bangų maišymąsi [35]. Plazma – tai yra kvazineutralus ir elektriškai laidus skystis. Paprasčiausiu atveju ji gali būti sudaryta iš elektronų ir skylių porų ar periodinių krūvininkų tankio svyravimų. Dėl elektrinio laidumo elektringųjų dalelių plazma pasižymi banginėmis elektrinėmis ir magnetinėmis savybėmis. Plazmos bangos greitis yra daug didesnis už soties greitį medžiagoje, todėl tai įgalina sukurti tranzistorius, kurių veikimo sparta būtų daug didesnė nei įprastinių įrenginių.

Po užtūros kontaktu esančius krūvininkus paveikus THz spinduliuote indukuojama krūvininkų tankio fliktuacija (plazmos banga), kuri sklinda kanalu panašiai, kaip paviršinė vandens banga. Priklausomai nuo šios bangos slopimo kanale, išskiriami du THz detekcijos atvejai: rezonansinis ir nerezonansinis režimai.

Rezonansiniu atveju plazminės bangos slopimas tranzistoriaus kanale yra mažas ($\omega \tau_p \gg 1$), kur ω – į detektorių krentančios spinduliuotės dažnis, o τ_p – elektronų sklaidos fononais ir priemaišomis trukmė. Taip pat turi būti tenkinama sąlyga $s\tau/L \gg 1$, kur s – bangos sklaidimo greitis, o L – kanalo ilgis. Tokiu atveju bangoms sklindant kanalu pirmyn ir atgal bus pastebimi ryškūs stovinčių bangų sukelti rezonansai, pagerinantys THz bangų išskyrimą. Tačiau rezonansiniai atvejai gali pasireikšti tik žemose temperatūrose, kur plazmos bangos slopimas pakankamai mažas.

Kambario temperatūroje dažniausiai stebimas stiprus plazmos bangos slopimas, todėl banga nuslopsta nespėjusi pasiekti kontakto. Toks režimas tenkina sąlygą $\omega\tau_p \ll 1$. Nepaisant to, egzistuoja efektyvus srovės lyginimas, kurio dėka gali būti pasiektas itin aukštas detektoriaus jautrumo lygis, dėl kurio šie detektoriai gali konkuruoti su Šotkio diodų pagrindu pagamintais THz detektoriais [35].

Vicarelli su bendraautoriais „Nature Materials“ žurnale [36] pateikia THz detekciją aprašantį difuzinio transporto modelį, kuris galioja, jei $\omega\tau_{ee} \ll 1$, kur τ_{ee} – elektrono-elektono sklaidos trukmė. Tokiu atveju galima taikyti hidrodinaminio transporto lygtis:

Tarus, kad krūvininkų tankis valdomas įtampa:

$$-en(x, t) = CV_g(x, t) \quad (25)$$

Ir fotoatsaką randant iš Omo dėsnio:

$$j(x, t) = \sigma E(x, t) = -\sigma \frac{\partial V_g(t, x)}{\partial x} \quad (26)$$

Kai srovės tolydumo lygtis aprašoma:

$$\frac{\partial[-en(x, t)]}{\partial t} + \frac{\partial j(x, t)}{\partial x} = 0 \quad (27)$$

Gaunama

$$C \frac{\partial V_g(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\sigma \frac{\partial V_g(x, t)}{\partial x} \right] = 0 \quad (28)$$

Išskleidus įtampos svyravimus eilute

$$V_g(x, t) = V_0 + V_1(x, t) + V_2(x) \quad (29)$$

Kai $x = 0$ žymi užtūros elektrodo ribą ties ištakos elektrodu, o $x = L_g$ yra užtūros elektrodo riba ties santakos elektrodu, tai iš kraštinių sąlygų:

$$V_1(x = 0, t) = V_a \cos(\omega t), \quad (30)$$

$$V_1(x = L_g, t) = 0 \quad (31)$$

$$V_2(x = 0) = 0 \quad (32)$$

$$V_2(x = L_g) = const \quad (33)$$

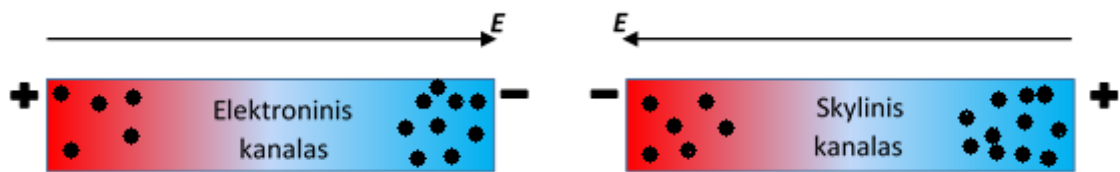
Randama detektuojama įtampa

$$\Delta V = \frac{V_a^2}{4} \frac{1}{\sigma(V_0)} \frac{d\sigma(V_g)}{dV_g} \Big|_{V_g=V_0} \quad (34)$$

Efektyviam plazmos bangų maišymuisi būtinos kelios kraštinės sąlygos. Viena svarbiausių – yra asimetrinis talpinis ryšys tarp ištakos-užtūros ir užtūros-santakos kontaktų [35]. Talpa gali būti formuojama įvairiais būdais: izoliuojant kanalą nuo užtūros kontakto izoliatoriumi, tiesiogiai formuojant metalo (Šotkio) kontaktą ar sukuriant *pn* sandūrą (nuskurdintą sritį) tarp užtūros ir kanalo [3]. Formuojant šuntuojančią talpą tarp dviejų kontaktų (tarkime, užtūros ir santakos) THz spinduliuotė koncentruosis ties ištakos elektrodu, o santakos kontaktas bus tokio paties potencialo, kaip ir užtūros kontaktas. Gaunamas įtampos atsakas bus, proporcingas krintančios spinduliuotės amplitudės kvadratui arba galiai. Tokiu atveju pagal difuzinio transporto modelį, pateiktą [36], matuojant statinio laidžio σ priklausomybę nuo užtūros įtampos V_g ir žinant THz spinduliuotės amplitudę V_a ties detektoriumi, galime gauti atsako priklausomybę nuo užtūros įtampos.

2.3.2. Termoelektrinis reiškiny

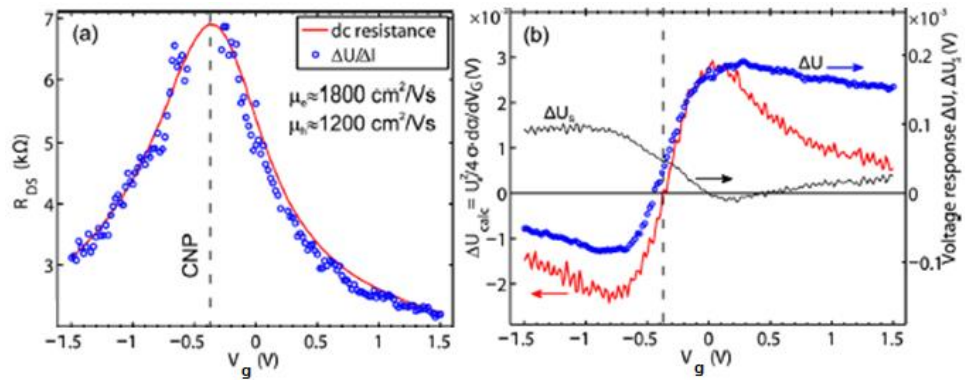
Dyakonovo ir Šuro darbe pateikta detektuojamos THz spinduliuotės įtampos priklausomybė ne visada atitinka eksperimento rezultatus. Tai gali lemti asimetrinis talpinis ryšys, dėl kurio spinduliuotė koncentruojasi viename taške, dėl to galimas elektronų posistemės temperatūros pokytis šalia ištakos kontakto (pagal anksčiau minėtą pavyzdį su šuntuojančios talpos formavimu). Tuo tarpu šalia santakos kontakto, kurio potencialas atitinka užtūros kontakto potencialą, elektronų temperatūra nepakinta ir atitinka šiluminės pusiausvyros būseną. Lokaliosios temperatūros gradientas kanale lemia įtampos padidėjimą, kuris vadinamas termoelektriniu Zėbeko (*angl.* Seebeck) efektu. Termoelektrinio efekto atsiradimas vaizduojamas 2.3.1 paveiksle.



2.3.1 pav. Termoelektrinis efektas elektroniniame ir skyliniame puslaidininkyje.

Čia, priklausomai nuo kanalo laidumo tipo, kaitinant kairiąją pavaizduoto puslaidininkio pusę, gausime priešingus elektrinius laukus, atsirandančius dėl temperatūrinio gradiento. Įkaitinus vienoje kanalo pusėje esančius krūvininkus, jų koncentracija sumažėja ir krūvininkai juda iš ten, kur yra šaltesni (didesnė koncentracija), į ten, kur jie įkaitinti (mažesnė koncentracija). Temperatūros gradientui ΔT atsirandančios įtampos pokytis $\Delta V = \alpha \Delta T$, kur α – Zėbeko koeficientas. Dėl krūvininkų difuzijos indukuojamas elektrinis laukas, kurio kryptį apibrėžia pagrindinių (difunduojančių) krūvininkų ženklas. Šis efektas gali nulemti aukščiau minėtos priklausomybės ir praktinių rezultatų neatitikimą. Termoelektrinis efektas gali būti teigiamas arba neigiamas, todėl gali padidinti arba sumažinti detektoriaus savaiminio maišymosi proceso metu atsirandantį signalą. Kaip pavyzdys gali būti [37] pateiktas pirmasis tranzistorių, analogiškų šiame darbe pristatomiems, atsako matavimas, kuris pateiktas 2.3.2 paveiksle.

Šio paveikslo kairėje pusėje vaizduojama išmatuota varžos charakteristika (ištisinė linija) bei pagal išmatuotą srovės ir įtampos atsaką apskaičiuota varža (taškai). Matyti, jog tranzistorius legiruotas donorinėmis priemaišomis. Šio tranzistoriaus išmatuotas atsakas pateiktas dešinėjame paveiksle mėlynais taškais. Difuzinio transporto modelį atitinka raudona kreivė, o jų skirtumas – juoda kreivė.



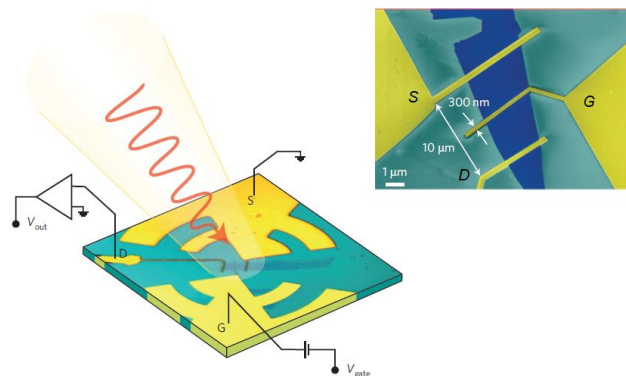
2.3.2 pav. Detektoriaus varžos charakteristika (kairėje) ir išmatuotas detektuotas bei paskaičiuotas lyginimo signalas (dešinėje) [37].

Šie rezultatai rodo ryškų papildomo signalo atsiradimą ir yra paskata tęsti tyrimus ir plėsti žinias bandant suvokti grafeno tranzistoriuose vykstančius šiluminius reiškinius ir taip tobulinti grafeno pagrindu paremtų detektorių teorinius modelius bei charakteristikas.

2.4. Detektoriai grafeno pagrindu

Siekiant apžvelgti įvairių modifikacijų kambario temperatūroje veikiančius tranzistorius, šiame skyriuje yra pateikiami keli THz detekcijos tyrimams naudojami tranzistorių dizainai ir jų savybės.

2012 metais buvo pademonstruotas 0.3 THz kambario temperatūros grafeno detektorius paremtas lauko tranzistoriaus veikimu su antenoje suformuotu mažai šuntuojančiu talpiniu ryšiu tarp ištakos ir užtūros kontaktų [36] (2.4.1 pav.). Šio tranzistoriaus užtūros kontaktas suformuotas virš tranzistoriaus kanalo. Į bandinį krentanti THz spinduliuotė detektuojama kaip perdavimo charakteristikos netiesiškumas. Matuojama tiesioginė srovė tarp ištakos ir santakos kontaktų, kuri yra proporcinga priimamos spinduliuotės galiai. Atkreiptinas dėmesys į tai, jog šio dizaino tranzistoriaus išmatuota kanalo varža nėra tiksli, nes kanalo ploto po užtūros kontaktu ir viso kanalo ploto santykis yra $\ll 1$.



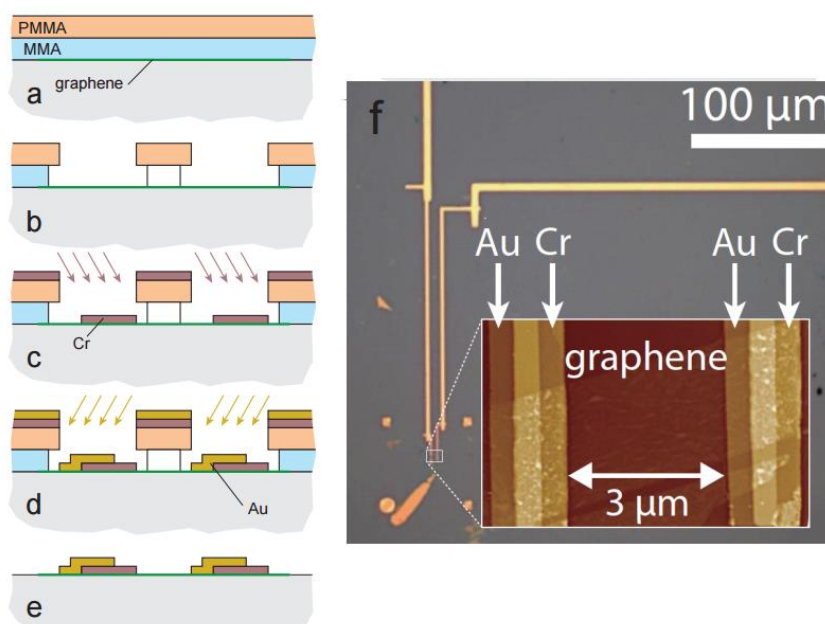
2.4.1 pav. G-FET tranzistorius su įtaisyta antena [36] bei padidintas vaizdas (dešinėje).

Šis įtaisas yra pagamintas naudojant eksfoliacijos būdu išgautą grafeno sluoksnį, uždėtą ant Si/SiO₂ padėklo. Virš jo užgarinti ištakos ir užtūros kontaktai su logperiodine antena su suformuotomis žiedinėmis skiltimis (žr. 2.4.1 pav.), o linijinis santakos išvadas tiesiogiai sujungtas su kontaktine plokšte.

Šiame darbe pranešama pasiekta mažiausia ekvivalentinė triukšmo galia yra 200 nW/Hz^{0.5} vieno sluoksnio ir 30 nW/Hz^{0.5} dviejų sluoksnių grafeno lakštui, o detektorių jautris siekia maždaug 100 mV/W.

Straipsnyje [38] pateikiami kito dizaino kambario temperatūroje veikiantys detektoriai, kuriuose asimetrija buvo užtikrinta sukuriant dviejų metalų (Cr ir Au) dalinai persidengiančius kontaktus, panaudojant dvigubo kampo garinimo technologiją (žr. 2.4.2 pav.). Šiuo atveju asimetriją užtikrinantis principas yra skirtingų metalų įtaka Fermi lygmeniui, dėl šio skirtumo Zėbeko koeficientas asimetriškai kinta išilgai kanalo, kurio matmenys (3 μm x 3 μm) yra mažesni nei difuzijos ilgis.

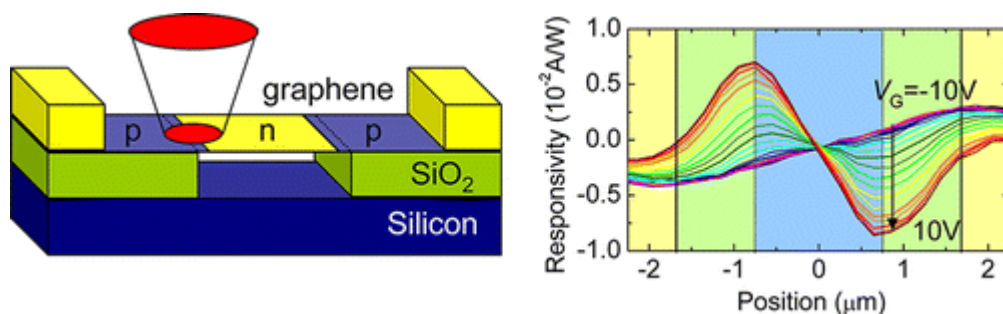
Naudotas eksfoliacijos būdu gautas grafeno sluoksnis, kuris uždėtas ant 300 nm storio SiO₂, esančio ant mažai legiruoto (100 - 250 Ω·cm) Si padėklo. Detektoriaus gamybos žingsniai pateikti 2.4.2 paveiksle: (a) dvisluoksnis rezistas suformuotas ant grafeno sluoksnio, kuris uždėtas ant SiO₂/Si padėklo; (b) elektronų pluoštu suformuotos ertmės rezistoriuje; (c) chromo (20 nm) užgarinimas kampu (raudonos rodyklės); (d) aukso (20 nm) užgarinimas kampu (geltonos rodyklės); (e) nuėmus rezisto sluoksnius lieka viensluoksnis grafenas su asimetriniais metalo kontaktais.



2.4.2 pav. Detektoriaus gamybos žingsniai pagal [38] ir suformuotas įtaisas.

Šių detektorių [38] pateikti duomenys krintančiai spinduliuotei rodo maksimalų jautrį iki 10 V/W , mažiausią ekvivalentinę triukšmų galią $1100 \text{ pW}/(\text{Hz})^{0.5}$ ir labai geras vidinio atsako spartas iki 10.5 ps , kurias riboja elektrono-fonono relaksacija.

IBM mokslininkai sukūrė detektorių su padėklu dalinai nesąveikaujančio trisluoksnio grafeno pagrindu [39] (žr. 2.4.3 pav.), kurio pagalba tyrė fotosrovę grafeno pn sandūrose. Grafenas buvo išgautas eksfoliacijos metodu ir uždėtas ant 300 nm SiO_2 padėklo, kuriame suformuotas 300 nm gylis ir 1300 nm pločio griovelis. Taip gaunamas pusiau pakabintas grafeno sluoksnis, pasižymintis geresnėmis elektrinėmis savybėmis. Straipsnyje pranešama, kad tik pagamintas grafeno tranzistorius pasižymėjo teigiamu elektriniu laidumu. Kurį laiką bandinį paveikus $30 \mu\text{A}$ srove (atitinkančia $1 \mu\text{W}$ galią) ir $100 \mu\text{W}$ galios $\lambda = 476.5 \text{ nm}$ bangos ilgio šviesa, pašalintos virš ertmės esančios dalies priemonės ir tranzistoriaus charakteristikos virto dvipolėmis.



2.4.3 pav. Su padėklu dalinai nesąveikaujančio grafeno detektoriai [39] ir fotosrovės atsako priklausomybė nuo koordinatės, kur didžiausios srovės rodo pn sandūrų koordinatės.

Šiame tyrime pristatytos eile didesnės signalo amplitudės nei grafeno detektoriuose, kuriuose grafenas yra tiesiogiai uždėtas ant padėklo. Pasiektas 10 mA/W jautris. Šie rezultatai aiškiai parodo skirtumą tarp su padėklu sąveikaujančio ir nesąveikaujančio grafeno. Elektronų sklaida padėklo fononais yra pakankamai ryški ir negali būti neįvertinta matuojant termoelektrinės fotosrovės atsaką.

3. TERAHERCŲ DETEKTORIŲ GRAFENO PAGRINDU TYRIMAS

Šiame skyriuje aptariami magistrantūros studijų metu atlikti THz detekcijos cheminio nusodinimo iš garų fazės metodu išgauto grafeno tranzistorių tyrimai. Tranzistoriaus charakteristikų tyrimai atlikti Vilniaus universiteto Radiofizikos katedroje ir, kaip pirmoji tęstinių tyrimų dalis, buvo pristatyti kursiniame darbe [40]. Šių tyrimų metu pastebėta grafeno tranzistorių tyrimo problematika, kuomet dėl didelio tranzistoriaus parametrų kitimo visi matavimai turi būti atliekami vienaikiškai (taip, kad tranzistoriaus varžos charakteristika per tyrimo trukmę nepakistų).

Vienas iš būdų – sukurti terpę bei sąlygas bandiniui, prie kurių jo charakteristika kuo mažiau keistųsi. Tam tikslui buvo suprojektuotas ekranuotas vakuuminis matavimų stendas, kuriame sudarytos sąlygos keisti bandinio temperatūrą (-10 – +90) °C laipsnių temperatūroje. Detektorių tyrimo metodikos tobulinimo skyriuje pateikiami Frankfurto Getės universiteto Fizikos institute suprojektuoto matavimų stendo ir juo atliktų tyrimų aprašymas bei gauti rezultatai.

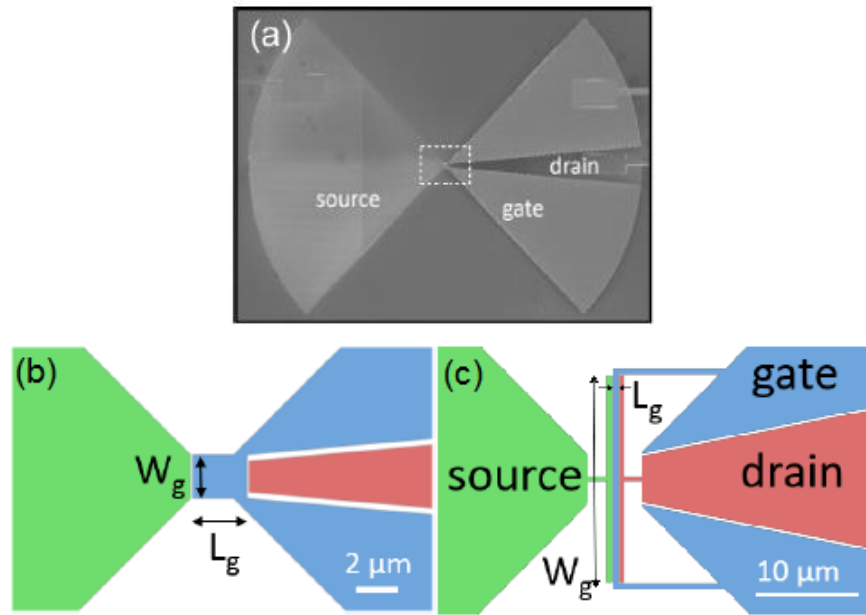
Paskutiniajame skyriuje pateikiami Getės universitete atlikti ir kursiniame darbe [40] aprašyti detektorių dažninių jautrio charakteristikų tyrimo rezultatai.

3.1. Tyrimų objektas

Tyrimams naudoti žemiau pateikti cheminio nusodinimo iš garų fazės būdu (CVD) pagaminti grafeno lauko tranzistoriai su įtaisyta peteliškės formos antena (*angl.* bow tie) [37]. Antenos dizainą sukūrė Maris Bauer (Physikalisches Institut, Johann Wolfgang Goethe-Universitaet, Frankfurt am Main, Vokietija), o pačius detektorius pagamino Audrey Zak (Department of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Technology, Goeteborg, Švedija). Detektorių gamyba ir dizainas aptariami šiame skyriuje.

Plona vario folija (50 μm) buvo naudojama kaip katalizatorius grafeno užgarinimui. Vandens elektrolizės metodu grafenas nuo vario folijos atskirtas H₂ dujų pagalba. Po to jis buvo perkeltas ant didelės varžos Si/SiO₂ padėklo (300 nm SiO₂). Taip pagaminti gan kokybiški didelio ploto 10 mm x 10 mm CVD grafeno sluoksniai ant Si/SiO₂ padėklo. Tai patvirtinta atlikus optinę mikroskopiją bei Ramano spektroskopiją [41].

Suformuota peteliškės formos antena pavaizduota skenuojančio elektronų mikroskopo (SEM) nuotraukoje (3.1.1 pav. (a)) su pažymėtais ištakos, užtūros ir santakos kontaktais *angl.* source (S), gate (G), drain (D) atitinkamai. Tirtų tranzistorių schemos pateiktos 3.1.1 pav. (b, c).



3.1.1 pav. G-FET su peteliškės formos antena SEM nuotrauka (a) ir schematinis C2 (b) ir C3 (c) serijų vaizdas, atitinkantis SEM nuotraukoje kvadratu apibrėžtą plotą [41]. Ištakos kontaktas pažymėtas žaliai, užtūros – mėlynai, santakos – raudonai. 2 lentelėje pateikti užtūros parametrai schemoje pažymėti W_g (užtūros plotis) ir L_g (užtūros ilgis).

Ant Si/SiO₂ padėklo suformuotas viensluoksnio grafeno kanalas, kuris izoliuotas 17 nm storio Al₂O₃ dielektriku, ir užgarinti asimetriniai titano/paladžio/aukso (Ti/Pd/Au atitinkamai 1/13/300 nm storio) peteliškės formos kontaktai. Tarp užtūros ir santakos, užgarinant auksinius kontaktus vieną virš kito ir atskiriant juos 17 nm Al₂O₃ dielektriko sluoksniu, sukuriama talpinis ryšys. Tam panaudota perskirta peteliškės formos antena, kai vienas jos sparnas yra padalintas užtūros ir santakos kontaktams, kurie atskirti dielektriko sluoksniu. Virš grafeno sluoksnio esančio užtūros kontakto ilgis L_g ir plotis W_g tirtuose tranzistoriuose pateiktas 1 lentelėje.

1 lentelė. Tirtų tranzistorių užtūros kontakto parametrai.

Serija	C2	C2	C3
W_g (μm)	2	5	20
L_g (μm)	2.5	2.5	0.25

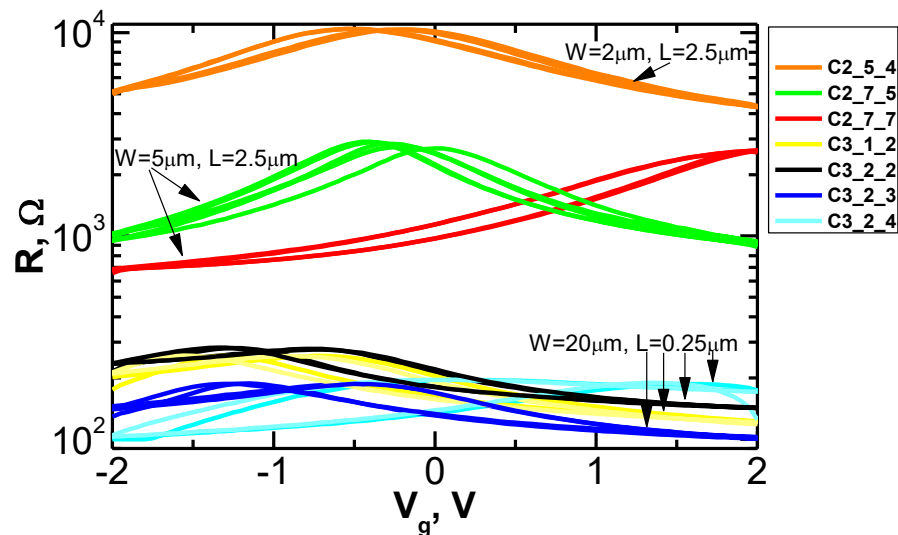
Antena suprojektuota 0.6 THz dažniui ir veikia kaip GFET elektrodai, kurie ne tik veikia tranzistorių elektriniu lauku, bet ir detektuoja THz signalą ties santakos elektrodu. Peteliškės formos antenos privalumas – plačiąjuostis spektras, todėl tokiu detektoriumi galima išskirti spinduliuotę plačiame dažnių ruože. Antenos impedansas (100 Ω) buvo derintas su tranzistoriaus impedansu, kurio

kanalo varžą siekta padaryti kuo mažesnę, nes žemuose dažniuose vyrauja žemadažnis kanalo impedansas, o dažniui didėjant pasireiškia talpinė sklendės įtaka. Dar vėliau pasireiškia elektronų kinetinio induktyvumo įtaka [34]. Antenos modeliavimas ADS programiniu paketu parodė, jog C2 serija turi geras antenos charakteristikas, tačiau didelį impedansų neatitikimą tarp antenos ir tranzistoriaus. Todėl C3 dizainas tobulintas siekiant pagerinti impedansų suderinamumą išlaikant tokias pat geras antenos charakteristikas [41].

3.2. Tranzistorių charakteristikų tyrimas

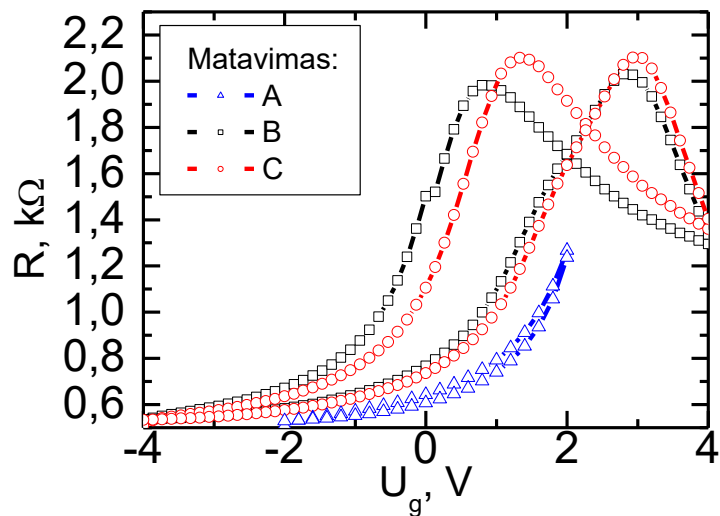
Šiame skyriuje aptariamas tranzistoriaus savybių tyrimas. Jis atliktas puslaidininkinių įtaisų analizatoriumi B1500A. Išmatuotos tranzistorių kanalo varžų priklausomybės nuo užtūros įtampos, o taip pat išėjimo ir perdavimo charakteristikos.

Siekiant susipažinti su grafeno lauko tranzistorių charakteristikomis išmatuoti 7 skirtingi bandiniai. Jų varžos priklausomybės nuo užtūros įtampos pavaizduotos 3.2.1 paveiksle. Matome, kad varžos charakteristikos pasižymi histerezės kilpa, kuri gali būti užkrautų defektų grafeno ir dielektriko sandūroje (liekamojo krūvio) pasekmė. Kuo daugiau defektų, tuo varžos charakteristikos Dirako (krūvio neutralumo (CNP)) taško maksimumas, yra labiau nutolęs nuo $V_g = 0$ V. Taip pat matome, jog tranzistoriaus varža kinta 3 – 5 kartus.



3.2.1 pav. Varžos priklausomybės nuo užtūros įtampos įvairiuose bandiniuose. Vieno bandinio matavimai atlikti 2-3 kartus skirtingais laiko momentais. Vieną bandinį atitinka viena spalva.

Toliau pateikti vieno bandinio C2_4_7 matavimai. 3.2.2 pav. pateiktoje varžos charakteristikoje matyti, jog grafeno matavimai sudėtingi ne tik dėl atsirandančios histerezės kilpos, bet ir dėl skirtingų varžos verčių keičiant matavimo intervalą (A matavimas nesutampa su B ir C matavimais), o taip pat dėl kintančio liekamojo krūvio, kuris keičia varžos priklausomybę netgi matuojant tame pačiame intervale po skirtingų poveikio sąlygų (B matavimas – prieš eksperimentą (bandinys ilgą laiką gulėjo oro aplinkoje), C matavimas – po eksperimento (bandinys kurį laiką paveiktas įtampa/srove)).



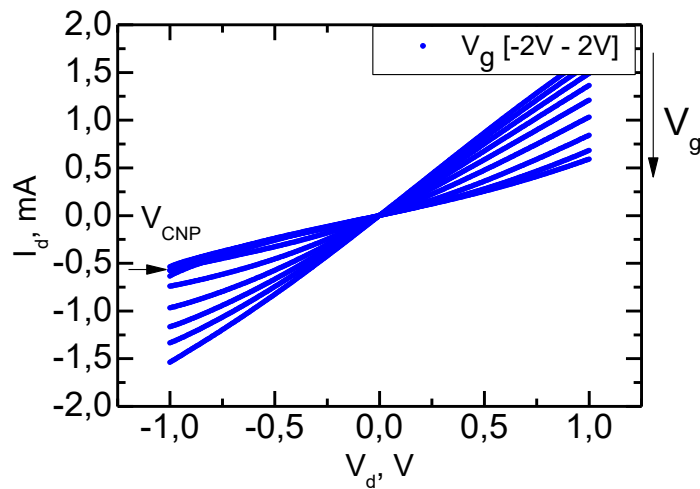
3.2.2 pav. Varžos priklausomybės nuo užtūros įtampos skirtingomis matavimo sąlygomis:

A matavimas mažesniame užtūros įtampų diapazone;

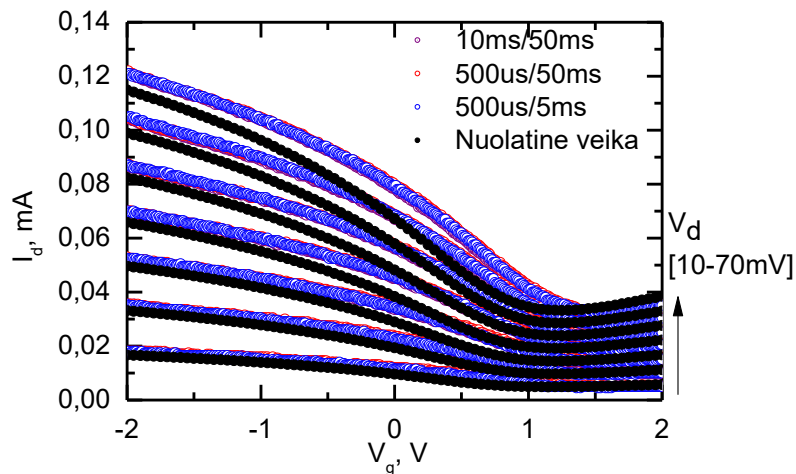
B matavimas – prieš eksperimentą (bandinys ilgą laiką gulėjo oro aplinkoje);

C matavimas – po eksperimento (bandinys kurį laiką buvo paveiktas įtampa/srove).

To paties tranzistoriaus išėjimo ir perdavimo charakteristikos pavaizduotos 3.2.3 ir 3.2.4 paveiksluose atitinkamai. 3.2.3 paveiksle matome $V_d = 0$ V taško atžvilgiu simetrinę priklausomybę, kuri didinant užtūros įtampą V_g nuo -2 V iki 2 V pastebimas srovės išsotinimas, kai V_g pasiekia Dirako tašką. 3.2.4 paveiksle pateikta perdavimo charakteristika keičiant santakos įtampą nuo 10 mV iki 70 mV nuolatinėje ir impulsinėje veikose, matome, jog didinant santakos įtampą, didėja kanalu tekančios srovės stipris, kuris turi minimumą krūvio neutralumo taške (V_{CNP}).



3.2.3 pav. Santakos srovės priklausomybė nuo įtampos keičiant užtūros įtampą.



3.2.4 pav. Santakos srovės priklausomybių nuo sklendės įtampos keičiant užtūros įtampą palyginimas nuolatinėje ir impulsinėje veikose.

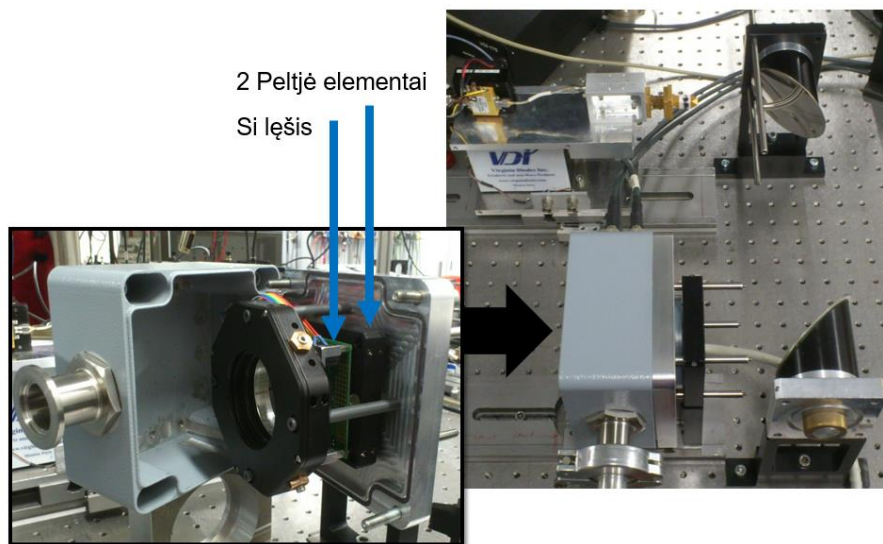
Taip pat matyti, jog pastoviojoje veikoje išmatuota srovė yra mažesnė nei impulsinėje veikoje. Atsižvelgiant į 3.2.2 paveikslą duomenis galime teigti, jog nuolatinės ir impulsinės veikos kreivės skiriasi dėl pakitusios B ir C matavimų varžos. Tai yra puikus pavyzdys, kodėl reikalingi kitame skyriuje pateikiami tyrimo metodikos patobulinimai.

3.3. Detektorių tyrimo metodikos tobulinimas

Ankstesniame skyriuje buvo pateikti keli su grafeno bandiniais susiję aspektai, tokie kaip varžos histerezė, laikinis bandinio kitimas, priklausomybė nuo matavimo intervalo ir pan. Norint atlikti tikslingus jautrio charakteristikų ar triukšmų tyrimus, būtina tiksliai žinoti, kad bandinio savybės bandymo metu nekinta arba mokėti tą kitimą įvertinti. Todėl šiame skyriuje bus aprašomas

jautrio charakteristikų tyrimo metodikos patobulinimas siekiant kuo labiau sumažinti nepageidaujamą bandinių parametrų kitimą bei su tuo susiję rezultatai.

Kaip jau minėta, tiriami tranzistoriai turi kelias problemas, kurios turi būti pašalintos prieš pradėdant tirti THz detekciją ar kitas charakteristikas. Grafeno lauko tranzistoriai dėl didelio grafeno ploto-tūrio santykio yra labai jautrūs aplinkos poveikiui. Apsauginio oksido (Al_2O_3) sluoksnis yra pakankamai plonas, todėl deguonies ir vandens molekulės gali prasiskverbti link grafeno ir pritraukusios iš grafeno sluoksnio elektronus sudaryti neigiamus hidroksido jonus grafeno su aliuminio oksidu sandūroje [16]. Be to egzistuoja ir susidarančio liekamojo krūvio Si/SiO₂ dvimatėse dujose ar užsikraunančių dulkių šalia tranzistoriaus problemos [42]. Signalo detekcijai taip pat svarbi ir oro molekulių sugertis, nes THz ruože pasireiškia ir vandens molekulių sugertis. Dar vienas svarbus aspektas – didelis tranzistorių jautrumas elektriniams laukams, lemiantis trumpą detektorių tarnavimo laiką. Dėl to vienas iš uždavinių matavimo metodikai patobulinti buvo suprojektuota ekranuota vakuuminė dėžutė (žr. 3.3.1 pav.) su simetriškai išdėstytais Peltjė elementais, leidžiančiais keisti bandinio temperatūrą, o taip pat stabilizuoti bandinio charakteristikas jį atkaitinant. Detektorius su laikiklių sistema bei šiluminiais elementais patalpinamas į dėžutę, kurioje įmontuotas THz pralaidus langas. Pro jį patenka nuo veidrodžių atsispindėjusi THz spinduliuotė. Visa sistema esant reikalui 4 strypeliais gali būti prisukama prie 60 mm laikiklių sistemos taip išlaikant optinę ašį. Šilumos nuvedimas į detektorių užtikrinamas SiO₂ padėklo ir Si lęšio kontaktu.

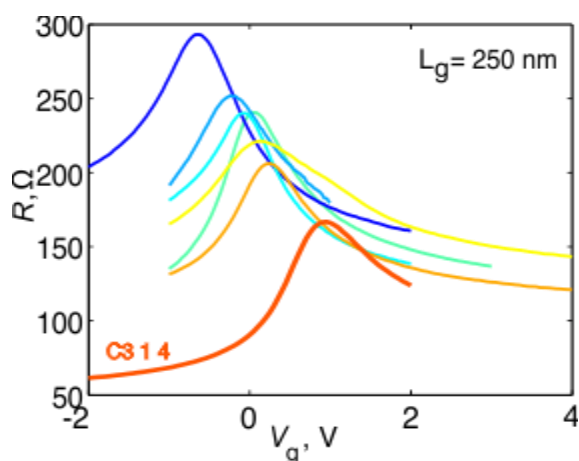


3.3.1. pav. Varžos ir atsako matavimo sistema.

Patobulinus metodiką pašalintas užsikraunančių dulkių poveikis laisviesiems krūvininkams grafene, o taip pat gautas daug ilgesnis bandinio tarnavimo laikas. Tačiau išlieka tikimybė užkrauti Si/SiO₂ sandūroje susidarančias dvimates dujas, gali išlikti Si trūkio grafeno paviršiuje poveikis bei

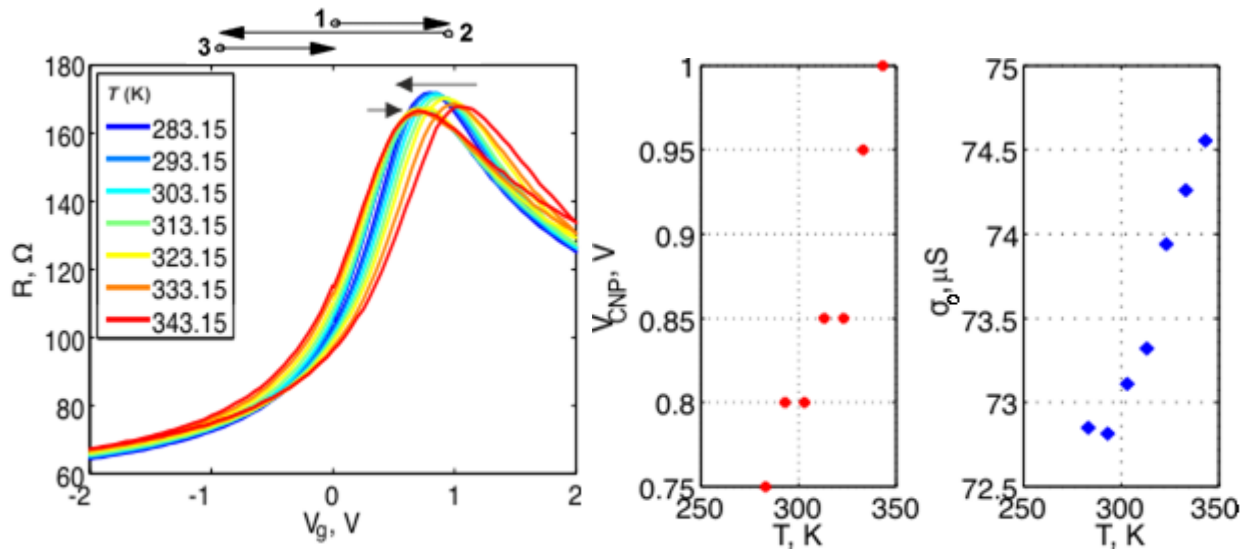
Al_2O_3 atsirandančių defektų poveikis. Šiame skyriuje pristatysime C3 serijos detektoriaus, pavadinto C3_1_4, naują matavimo sistemą atliktus tyrimus ir gautus rezultatus.

Paveiksle 3.3.2 pateiktos C3 serijos tranzistorių kanalo varžos charakteristikos. Kaip matyti, tirtasis bandinys turi mažiausią liekamąją varžą, skylinio laidumo srityje krentančią iki 60Ω varžos. Elektroninėje srityje ši varža įsotina anksčiau dėl potencinio barjero elektronams susidariusioje pn sandūroje. Labiausiai neigiamai legiruotame tranzistoriuje (mėlyna kreivė), liekamoji varža veikia priešingai – yra mažesnė elektroninėje dalyje, o skylinėje srityje pasireiškia pn potencinio barjero skylėms įtaka. Pastebėtina ir tai, jog esant didesniai teigiamam legiravimui, varžos krūvio neutralumo taškas slenka teigiamesnių užtūros įtampų kryptimi.



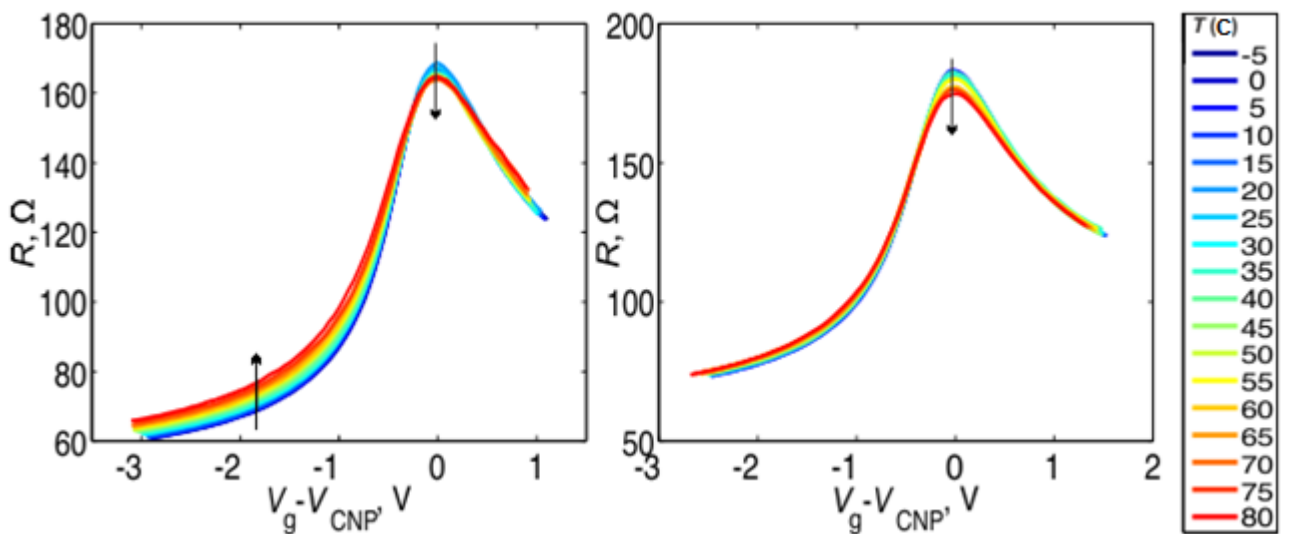
3.3.2 pav. C3 serijos tranzistorių varžos charakteristikos.

Toliau pateikiami temperatūrinių matavimų vakuume aplinkoje rezultatai, atlikti vieno ciklo metu užtūros įtampą keičiant nuo 0 V (1 taškas) link teigiamos įtampos, po to (2 taškas) link neigiamos ir (3 taškas) grįžtant į 0 V (žr. 3.3.3 pav. kairėje viršuje). Paveiksle 3.3.3 pateikta varžos histerezės temperatūrinis kitimas. Įtampa krūvio neutralumo taške V_{CNP} didinant užtūros įtampą yra ties $V_g = 0.75 \text{ V}$. O įtampą mažinant slenka nuo $V_g = 0.75 \text{ V}$ (žemose temperatūrose) iki $V_g = 1 \text{ V}$ (aukštesnėse temperatūrose). Šis kitimas pavaizduotas viduriniajame šio paveikslo grafike. Didėjant temperatūrai priemaišos Al_2O_3 greičiau išsilaisvina, todėl krūvio neutralumo sąlyga išpildoma greičiau. Krūvio neutralumo tašką atitinkantis tranzistoriaus elektrinis laidis pavaizduotas dešiniajame grafike. Didėjant temperatūrai tranzistoriaus savitasis elektrinis laidis krūvio neutralumo taške didėja. Pastebėtina ir tai, jog mažinant užtūros įtampą, taške $V_g = -0.45 \text{ V}$ keičiasi temperatūrinio varžos kitimo kryptis.



3.3.3 pav. Varžos histerezė kaitinant bandinį bei krūvio neutralumo tašką atitinkančios įtampos ir savitojo elektrinio laidžio tame taške priklausomybė nuo temperatūros.

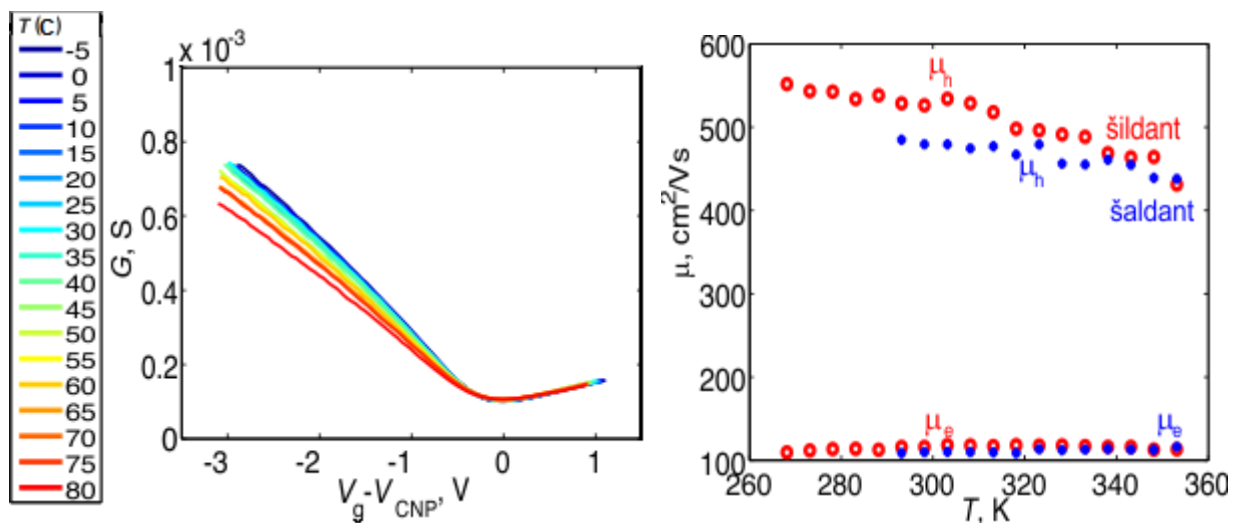
Visi tolimesni histerezinių matavimų pateikti duomenys atitinka įtampos keitimo nuo teigiamos link neigiamos įtampos kryptį (nuo taško 2 link taško 3 pagal 3.3.3 pav.). Paveiksle 3.3.4 pateiktos varžos charakteristikos bandinį kaitinant (kairėje) ir po to šaldant (dešinėje). Duomenys paslinkti per krūvio neutralumo tašką atitinkančią įtampą. Čia matome, jog kaitinant bandinį liekamoji varža skylinio laidumo srityje didėja (parodyta rodykle). Atkaitinus bandinį srove ir po to šaldant šis kitimas išnyksta ir varžos kitimo greitis tiek skyliniam, tiek elektroniniam laidumui išlieka panašus, varža kinta tik Dirako taško aplinkoje (± 0.5 V).



3.3.4 pav. Varžos charakteristikos bandinį kaitinant (kairėje) ir po to šaldant (dešinėje). Duomenys paslinkti per krūvio neutralumo tašką atitinkančią įtampą, rodyklės rodo varžos kitimą didėjant temperatūrai.

Pastebėtina tai, jog bandinių pakaitinus iki 80 °C laipsnių temperatūros ir paveikus srove, jo varža padidėjo nuo 165 Ω iki 175 Ω , t.y. 6 %. Tai lemia didelės dalies Al₂O₃ sluoksnio priemaišų pasišalinimas aukštesnėje temperatūroje. Todėl grafenas tampa mažiau legiruotu (turi mažiau laisvųjų krūvininkų) ir jo varža padidėja.

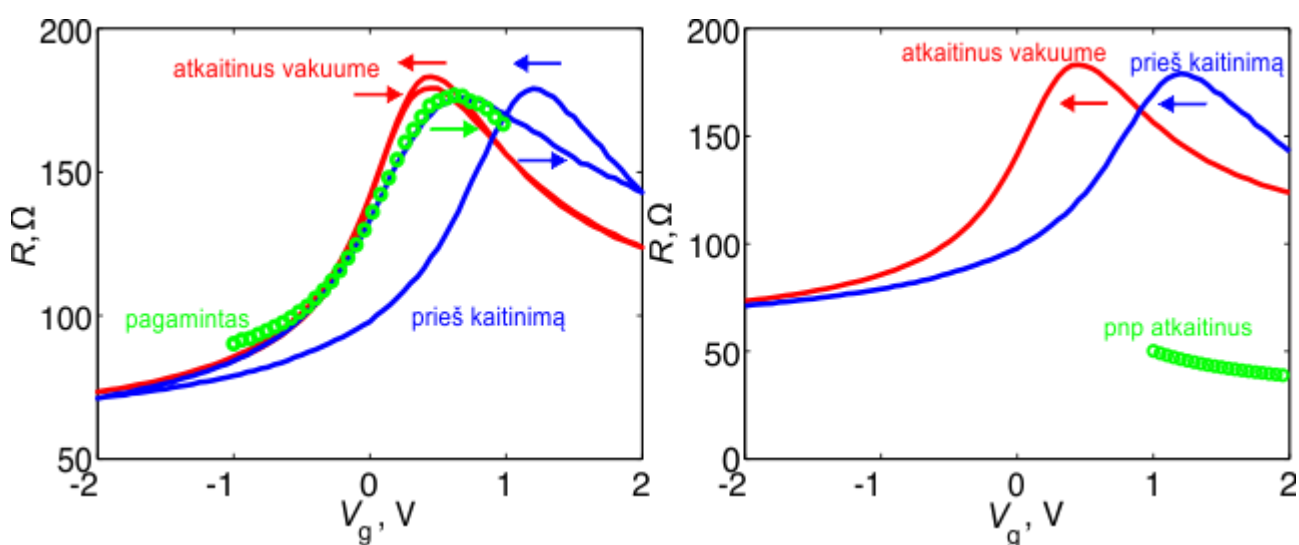
Iš tranzistoriaus kanalo elektrinio laidžio charakteristikų, paskaičiuotų atėmus liekamosios kontaktų varžos įtaką, (žr. 3.3.5 pav.) nustatyti laisvųjų krūvininkų judriai. Matyti, jog elektronų judris μ_e šiame tranzistoriuje nekinta. Tačiau skylių judris μ_h priklauso nuo temperatūros – kylant temperatūrai skylių judris mažėja – ir atlikus vieną kaitinimo ciklą judrio priklausomybės nuo temperatūros polinkis mažėja. Tai susiję su mažėjančiu priemaišų skaičiumi. Tokia analizė yra tinkama tradiciniams tranzistoriams, tačiau šio tranzistoriaus ilgio ir pločio santykis yra pakankamai didelis (grafeno sluoksnis po užtūros kontaktu yra tik 250 nm ilgio), todėl matant tokias žemas judrio vertes, galima įtarti, kad tokia tranzistoriaus geometrija lemia papildomus kvantinius efektus [18]. Kvantinių reiškinių indėliui įvertinti reikėtų išmatuoti 500 nm ir 1000 nm užtūros ilgį turinčius C3 serijos bandinius. [41] darbe šios geometrijos tranzistoriaus, kurio $V_{CNP} = -0.69$ V pateikiamos judrių vertės elektronams ir skylėms siekia 700 cm²/Vs ir 1200 cm²/Vs atitinkamai.



3.3.5 pav. Tranzistoriaus kanalo laidis jį kaitinant (kairėje) ir apskaičiuotas krūvininkų judris (dešinėje). Elektrinio laidžio duomenys paslinkti per krūvio neutralumo tašką atitinkančią įtampą.

Kambario temperatūros charakteristikų palyginimas prieš ir po atkaitinimo pateiktas 3.3.6 paveikslo kairėje. Čia matyti, jog krūvio neutralumo taškas atkaitinus nebekinta užtūros įtampų ašyje. Tai reiškia, kad buvo pašalintos beveik visos priemaišos iš Al₂O₃ sluoksnio. Visgi histerezinis pobūdis išlieka lyginant krūvio neutralumo taškų varžų vertes. Tame pačiame paveiksle taip pat pateikta ir daug anksčiau išmatuota bandinio varža. Ji tiksliai sutampa su bandinio matavimu prieš

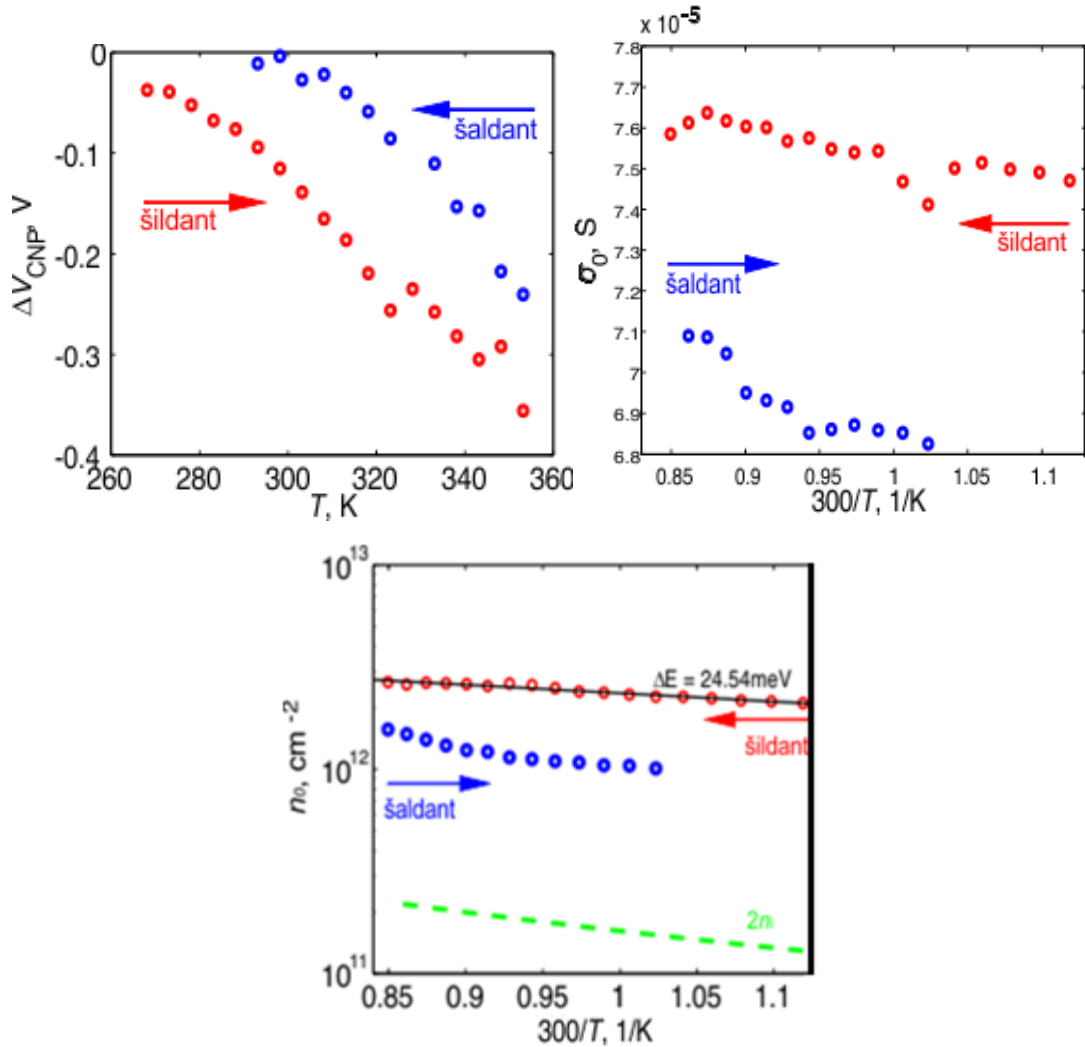
kaitinant. Tai reiškia, jog bandinys yra pilnai prisisotinęs iš oro ateinančių priemaišų. Dešiniajame paveiksle pateikta paskaičiuota kanale susidariusios *pnp* sandūros įtaka. Ji sudaro daugiau nei 1/3 liekamosios varžos vertės elektroninio laidumo srityje. Atėmus šį sandą iš liekamosios varžos, gausime ištakos ir santakos kontaktų lemiamą varžą, kuri bus tos pačios eilės tiek skylėms, tiek elektronams. Kadangi tranzistoriaus kanalas yra legiruotas akceptorinėmis priemaišomis, tai skylinio laidumo dalyje barjeras skylėms nesudarys (dalys be sklendės yra *p* laidumo, o po užtūra esantis grafenas taip pat pasižymės skyliniu laidumu) ir skylės pro ekranuotos/neekranuotos dalies sritis judės netrukdomai.



3.3.6 pav. Varžos histerezė kambario temperatūroje prieš ir po atkaitinimo bei palyginimas su bandinio varža po jo pagaminimo (kairėje), atkaitinto bandinio liekamosios varžos padidėjimo palyginimas su *pnp* kontaktų varža (dešinėje).

Dirako taško poslinkio varžos histerezėje priklausomybės nuo temperatūros pateiktos 3.3.7 paveiksle. Kairiajame grafike matyti, jog temperatūrai didėjant varžos histerezė (atstumas tarp Dirako taškų įtampą didinant ir mažinant) didėja. Po atkaitinimo srove pagerėjus bandinio kokybei histerezė sumažėja. Taip po atkaitinimo jau kambario temperatūroje gaunamas nulinis įtampos poslinkis tarp Dirako taškų. Pastebėtina ir tai, kad besislenkantį Dirako tašką atitinkantis judris šildant bandinį didėja. Tačiau pagerinus jo histerezinį pobūdį, dėl sumažėjusio jonizuotų priemaišų kiekio, staiga sumažėja kanalo laidis, kuris toliau mažėja mažėjant temperatūrai. Apatiniame paveiksle pateikta krūvininkų tankio priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros šildant ir šaldant bandinį bei iš polinkio paskaičiuota aktyvacijos energija. Kaip matyti, šaldant bandinį kreivė palaipsniui grįžta prie polinkio, atitinkančio priemaišų aktyvacijos energiją, kuri lygi 24.54 meV. Taip pat punktyrine kreive

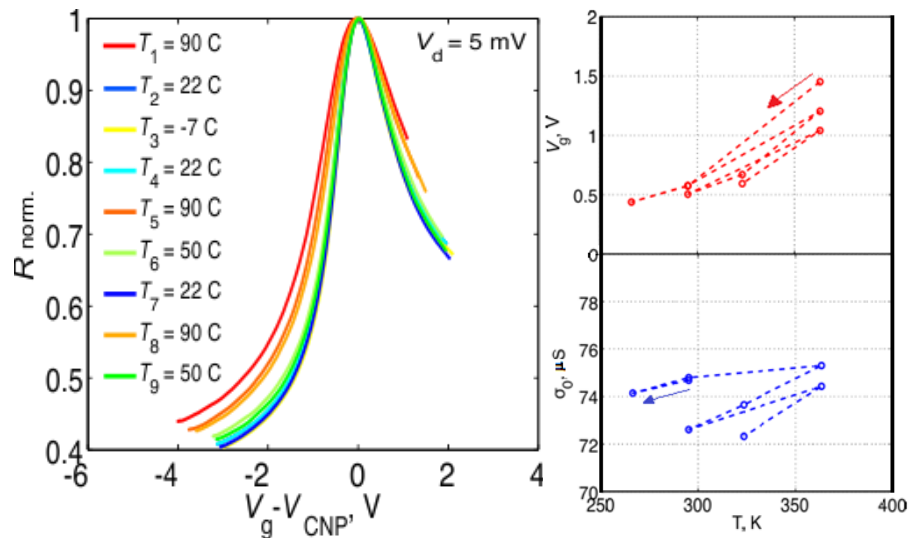
parodyta savųjų krūvininkų koncentracija, kuri už liekamąją krūvininkų koncentraciją yra eile mažesnis dydis. Daugiklis 2 reiškia skylių ir elektronų koncentracijų sumą.



3.3.7 pav. Varžos histerezė neutralumo taško poslinkio (kairėje) bei laidžio krūvio neutralumo taške (dešinėje) bei krūvininkų tankio (apačioje) priklausomybės nuo temperatūros.

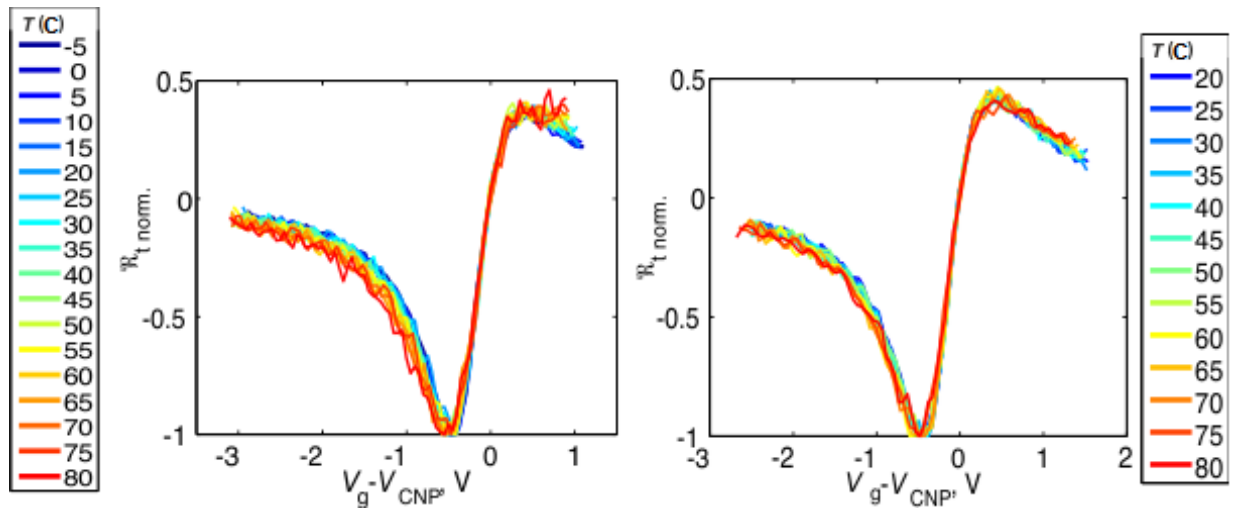
Panašūs temperatūriniai matavimai atlikti ir kelis kartus keičiant temperatūrą nuo mažiausios link didžiausios be atkaitinimo srove. Varžų charakteristikos pateiktos 3.3.8 paveikslo kairėje, kur legendoje temperatūros surašytos eksperimento atlikimo tvarka. Kadangi bandinys aukštoje temperatūroje nebuvo paveiktas srove, tai liekamosios varžos priklausomybė nuo temperatūros išlieka. Kaip matyti paveiksle 3.3.8 dešinėje, Dirako taško elektrinio laidžio vertės mažėja mažinant temperatūrą ir kiekvieno ciklo metu toje pačioje temperatūroje atitinka vis mažesnę laidį. Rodyklės šiame paveiksle prasideda ties pirmuoju išmatuotu tašku ir rodo antrojo išmatuoto taško temperatūros keitimo kryptį, o punktyrinė linija jungia iš eilės vykusių matavimų taškus. Reikia pastebėti ir tai, kad

visos vertės varijuoja tarp $72 \mu\text{S}$ ir $76 \mu\text{S}$, o tai yra mažesnis intervalas nei 3.3.7 pav. kairėje pateiktame 80°C laipsnių temperatūroje atlikto kaitinimo su srove sukeltas savitojo elektrinio laidžio šuolis. Dirako taško įtampos svyravimai taip pat didesni, nes lėtuose matavimuose Dirakas taškas 90°C laipsnių temperatūroje yra ties 1 V , o kaip matyti 3.3.8 pav. dešinėje, pirmasis taškas siekia net 1.5 V įtampą. Dėl šių priežasčių naujajame matavimų stende bandiniui gerinti tikslingiau naudoti tranzistoriaus atkaitinimą srove aukštoje temperatūroje.

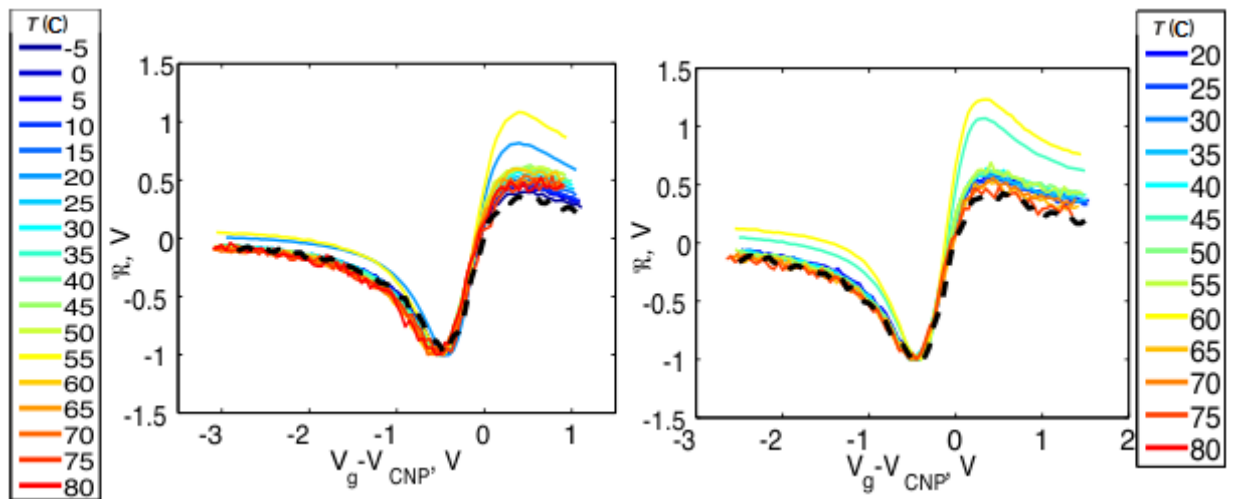


3.3.8 pav. Varžos charakteristikos temperatūrą kelis kartus keičiant nuo mažiausios link didžiausios (kairėje). Duomenys paslinkti per krūvio neutralumo tašką atitinkančią įtampą. Dirako taško įtampos ir judrio kitimas nuo temperatūros (dešinėje).

Gavus pakankamai stabilias bandinio varžos charakteristikas ištirtas jo atsakas į 0.275 THz spinduliuotę. Pirmiausiai išmatuotos varžos charakteristikos palaipsniui kaitinant ir šaldant detektoriu panaudotos skaičiuojant teorinį atsaką, pateiktą 3.3.9 paveiksle. Visi duomenys paslinkti per Dirako taško įtampą ir sunormuoti į maksimalią neigiamą atsako vertę. Pagal difuzinio modelio teoriją, Dirako taške atsakas yra lygus 0 ir keičia fazę. Tai ir matome pateiktuose grafikuose. Taip pat matyti, jog šiuose bandiniuose atsakas elektroninio laidumo įtampų srityje siekia mažiau nei pusę maksimalaus atsako. Atsako temperatūrinis kitimas prie didesnių užtūros įtampų nekaitintame bandinyje turėtų matytis (žr. kairėje). Pagal išmatuotas varžas teorinis atsakas atkaitinus bandinį turėtų tapti statesnis elektroninio laidumo srityje ir nežymiai kisti keičiantis temperatūrai (žr. dešinėje).



3.3.9 pav. Teorinis atsakas į 0.275 THz spinduliuotę bandinį kaitinant (kairėje) ir šaldant (dešinėje). Duomenys paslinkti per krūvio neutralumo tašką atitinkančią įtampą.

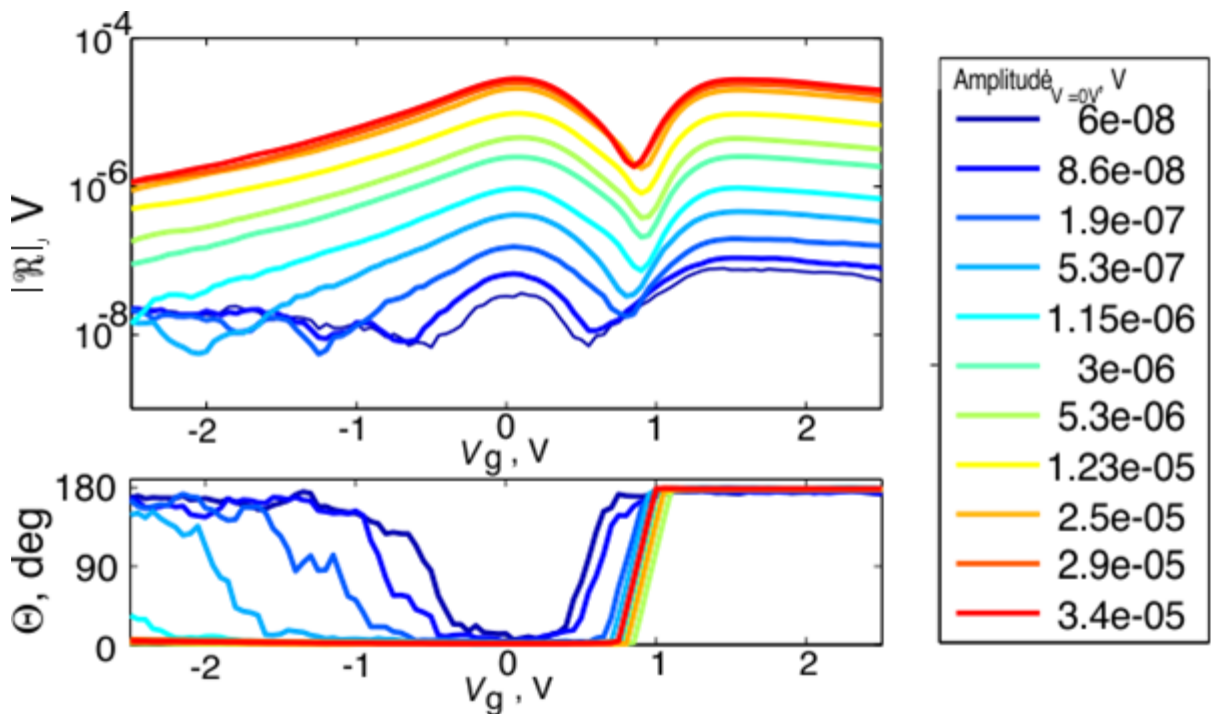


3.3.10 pav. Išmatuotas atsakas į 0.275 THz spinduliuotę bandinį kaitinant (kairėje) ir šaldant (dešinėje). Duomenys paslinkti per krūvio neutralumo tašką atitinkančią įtampą. Punktyrinė kreivė atitinka teorinę aproksimaciją.

Išmatuotos atsako charakteristikos ir teorinė kreivė pateiktos 3.3.10 paveiksle. Kaip iš karto matyti, keliose temperatūrose 20 °C ir 55 °C (kairėje) bei 45 °C ir 60 °C (dešinėje) išmatuotos atsako kreivės stipriai skiriasi nuo teorinių. Šio išskirtinumo atsiradimo prielaida yra matavimo technikos pakeitimas siekiant pamatuoti įtampos atsaką tekant srovei tranzistoriaus kanalu. Tačiau toks pokytis pakeitus matavimo metodiką matomas ne visada. Žvelgiant į kitus eksperimentinius rezultatus, pateiktus 3.3.10 paveiksle, matyti ganėtinai geras sutapimas neigiamų Dirako taškui užtūros įtampų srityje, tačiau pridėjus teigiamas Dirako taškui įtampas, matomas ryškus, nuo temperatūros priklausantis, papildomas atsako kitimas. Papildomas signalas teigiamoje krūvio neutralumo taškui

užtūros įtampų srityje didėja didėjant temperatūrai, o pasiekus 50 °C temperatūrą ima mažėti, tačiau prie visų temperatūrų viršija teorinį atsako lygį.

Labai įdomūs ir apie sklaidą įtaise naujos informacijos suteikti galintys duomenys pateikti 3.3.11 paveiksle. Šiame paveiksle pateiktos suglotnintos atsako priklausomybės nuo THz signalo amplitudės. Matomas ryškus asimetrinis atsakas Dirako taško atžvilgiu, o prie mažų signalo lygių – papildomas fazės pokytis. Pastebėtina ir tai, jog fazės kitimo taškas, pagal difuzinio transporto modelį atitinkantis Dirako tašką, mažėjant spinduliuotės amplitudei slenka neigiamų įtampų kryptimi, tuo tarpu Dirako taškas išlieka toje pačioje padėtyje (žr. 3.3.13 pav. viršuje 22 °C matavimai prieš ir po). Toks signalo kitimas rodo papildomo reiškinių atsiradimą.

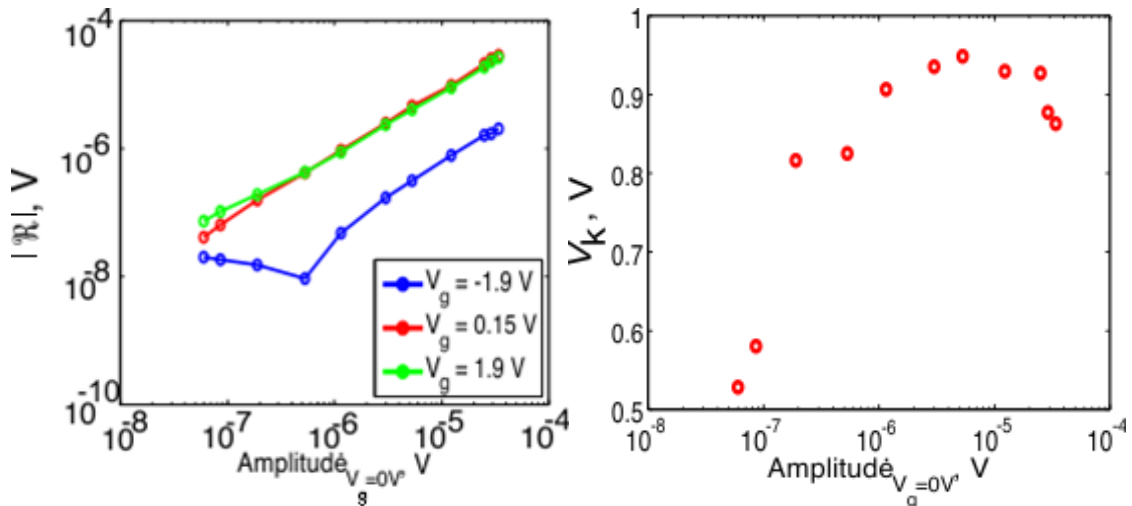


3.3.11 pav. Atsako signalo amplitudės ir fazės priklausomybė nuo signalo amplitudės.

Amplitudė atitinka signalo dydį ties nuline užtūros įtampa.

3.3.12 paveiksle kairėje pavaizduota atsako modulio priklausomybė nuo signalo amplitudės prie skirtingų užtūros įtampų. Nesant papildomų reiškinių, ši priklausomybė turėtų būti tiesinė visame užtūros įtampų intervale, tačiau ties užtūros įtampa $V_g = -1.9$ V matomas akivaizdus signalo kitimo krypties pokytis. Taip pat 3.3.12 paveiksle atidėtas šalia Dirako taško esantis atsako fazės pokytis, kuris pagal difuzinio transporto modelį turėtų atitikti Dirako tašką, šiuo atveju $V_{\text{CNP}} = 1$ V. Kaip matome, signalo amplitudei didėjant, fazės pokytis slenka link Dirako tašką atitinkančios įtampos, o

po to vėl nuo jos. Tai rodo, jog prie Dirako tašką atitinkančios įtampos vertės gaunamas papildomas teigiamas įtampos pokytis.

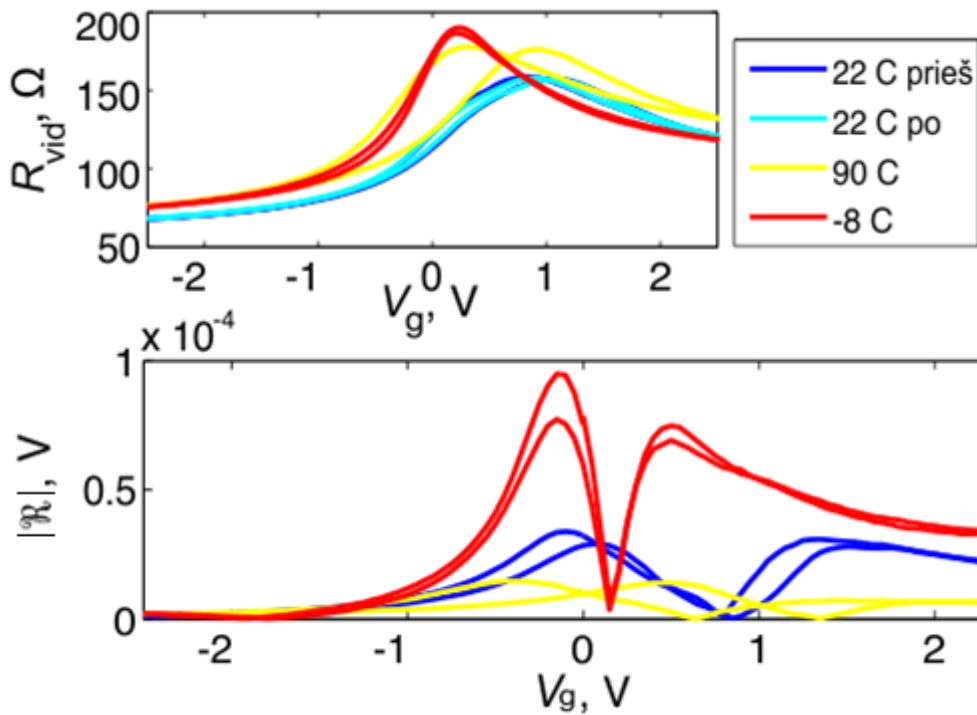


3.3.12 pav. Atsako priklausomybė nuo signalo amplitudės prie skirtingų užtūros įtampų (kairėje) ir fazės pokytis šalia Dirako taško (dešinėje).

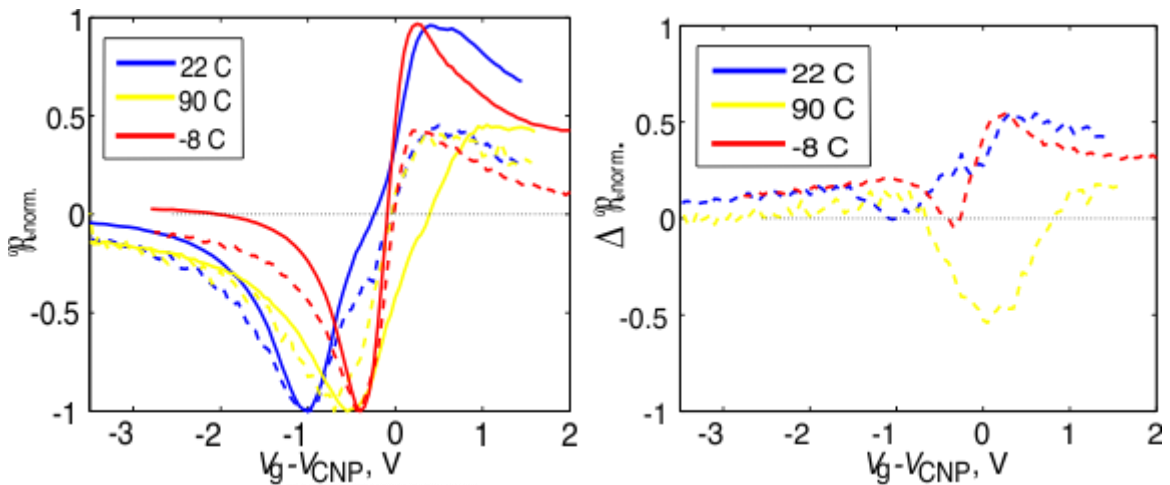
Taigi, paveiksle 3.3.11 matoma dviejų reiškinių lemiamą įtampos pokyčio superpozicija. Vienas iš reiškinių – difuzijos transporto modeliu aprašomas srovės lyginimas. Antrojo atsiradimą lemia krūvininkų sklaidos ypatumai. Tai reiškia, kad detektoriuje prie mažesnių signalo amplitudžių krūvininkų sklaida aprašoma elektrono sklaidos trukme τ_e , o ties didesnėmis signalo amplitudėmis matomas ir fononinės sklaidos pasireiškimas.

Žemose temperatūrose pasireiškia silpna elektrono-fonono sąveika. Tai reiškia, kad maža spinduliuotės galia gali pakelti elektronų temperatūrą aukščiau už gardelės temperatūrą. Tai vadinama karštų elektronų efektu. Dėl to, kad elektrono-fonono sąveika yra silpna, grafeno varža nuo temperatūros priklauso labai nežymiai, o tai apsunkina elektronų posistemės temperatūros pokyčio dėl krentančios spinduliuotės paskaičiavimą [43]. Šis matavimas rodo, jog tai galėtų būti vienu iš metodų, skaičiuoti elektronų temperatūrai.

Į detektorių patenkanti signalo galia nebuvo išmatuota, tačiau apytiksliai įvertinus, jei šaltinio galia yra 1 mW, tai į detektorių tikėtumėmės pateksiant bent dešimt kartų mažesnę galią. Tada paskaičiuotas maksimalus jautris būtų V/W eilės (žr. 3.3.13 pav.), o tai atitiktų [41] darbe pateiktus C3 bandinių serijos jautrio duomenis. Keičiant temperatūrą ne nuosekliai, atsako charakteristikos išsiskiria. Skiriasi ne tik detektuojamo signalo amplitudė, bet ir normuoto atsako vertės, pateiktos 3.3.14 pav., išsiskiria ryškiomis anomalijomis. Pastebėtina dar ir tai, jog nulinės įtampos taške gaunama maksimalaus signalo amplitudei artima atsako vertė.



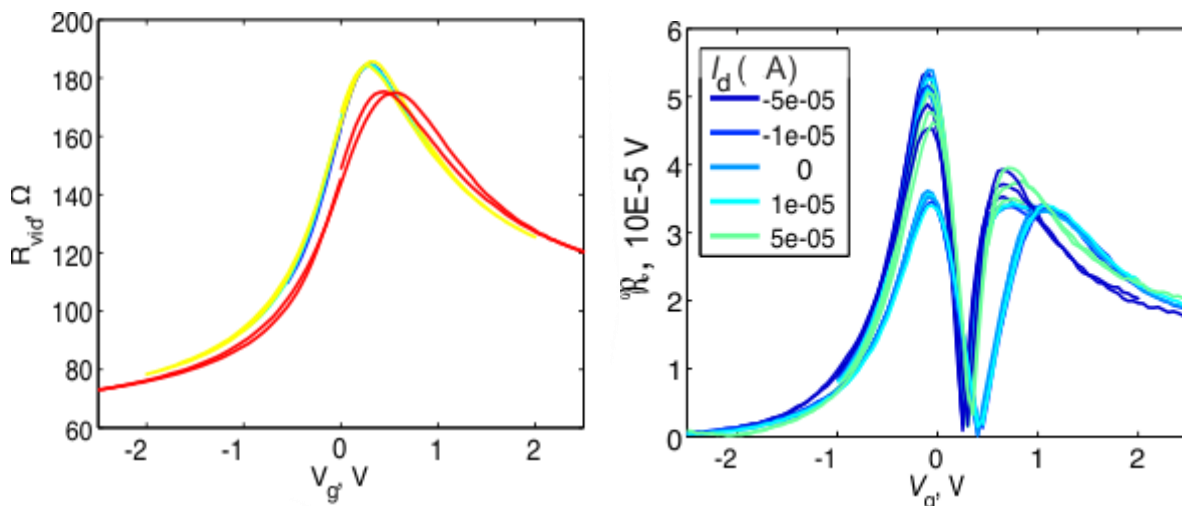
3.3.13 pav. Varžos charakteristikos ir išmatuotas absoliutus atsakas prie skirtingų temperatūrų.



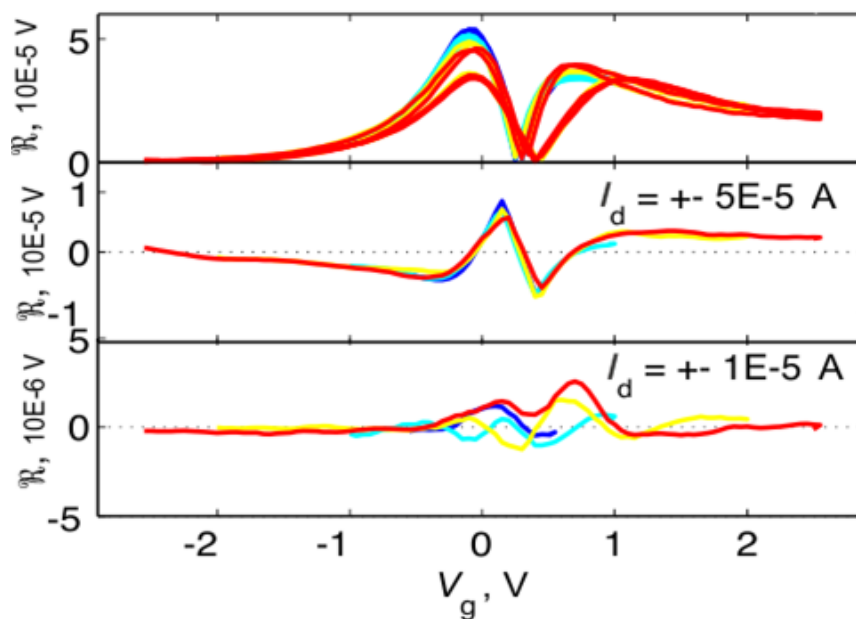
3.3.14 pav. Normuotas teorinis ir eksperimentinis atsakas (kairėje) ir jų skirtumas (dešinėje).

Kitas svarbus detekcijos anglies struktūrose aspektas yra bolometrinė detekcija, kai dėl įkaitintos laisvųjų krūvininkų posistemės gaunamas varžos pokytis, lemiantis detektuojamo signalo stiprio pokytį. Eksperimentiškai laisvųjų krūvininkų posistemės temperatūra buvo keičiama leidžiant kanalu tekėti nedidelei srovei. Eksperimento metu buvo patikrinta, ar detektuotas signalas skiriasi nuo užtūros įtampos verčių kitimo intervalo. Kaip matyti 3.3.15 pav., nors intervalo $[-2.5 \text{ V} - 2.5 \text{ V}]$ varža šiek tiek išsiskyrė, tačiau signalo detekcijai tai lemiamos įtakos neturėjo. Kiekviena atsako kreivės spalva žymi skirtingą kanalu tekančią srovę. Tos pačios spalvos kreivės skiriasi tik

maksimalaus/minimalaus signalo dydžiu. Detektorių kaitinant mažesne srove, maksimali detekcija elektroninėje ir skylinėje dalyse sutampa. Padidinus srovę signalas artėja link anksčiau minėto teorinio atsako santykio, apytiksliai lygaus $\frac{1}{2}$. Srovės lemiami skirtumai parodyti 3.3.16 pav. Viršutinė kreivė atitinka išmatuotą signalą (čia viena spalva žymi vieno užtūros įtampų intervalo matavimus). Kanalu tekant $\pm 50 \mu\text{A}$ srovei matomas ryškus detektuoto signalo pokytis (3.3.16 pav. viduryje).



3.3.15 pav. Varžos charakteristikos skirtinguose intervaluose (kairėje) ir detektuotas signalas skirtinguose intervaluose kanalu tekant srovei (dešinėje).

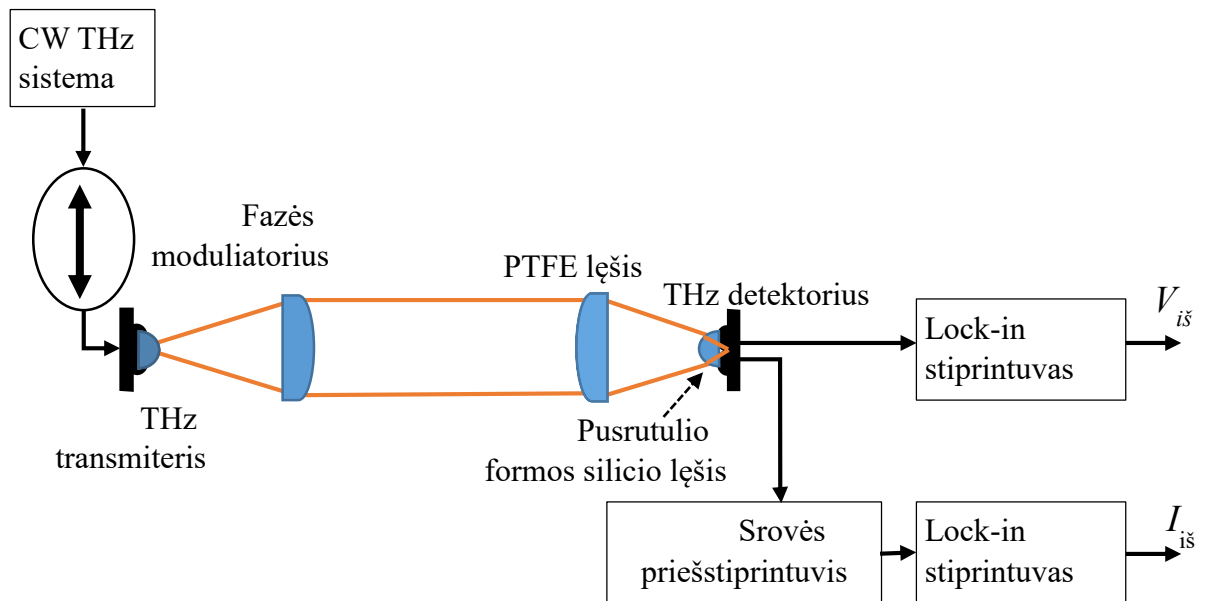


3.3.16 pav. Detektuotas signalas ir jo skirtumas tarp teigiamos ir neigiamos kanalu tekančios srovės režimo.

Apibendrinant šiuos rezultatus galima pasakyti, jog tyrimo metu eksperimentiškai patvirtinta, kad tiriamų bandinių charakteristikų pastovumą žymiai pagerina jų vakuumavimas bei atkaitinimas maksimalioje galimoje šiame stende temperatūroje bandiniu tekant srovei. Charakteristikų histerezė bei laidumas sumažėja, nes atkaitinimo metu pasišalina priemaišos iš Al_2O_3 ir grafeno sandūros. Atsako matavimai parodė Zėbeko efekto pasireiškimą prie mažų signalo amplitudžių. Šie tyrimai atskleidė nepusiausvyrų krūvininkų Zėbeko ir, galimai, bolometrinio reiškinių pasireiškimą, tačiau teoriniams skaičiavimams jie turės būti pakartoti su skirtingais bandiniais.

3.4. Detektorių dažnių jautrio charakteristikų tyrimas

Šiame skyriuje aprašomas tyrimas, kurio metu buvo koncentruojamasi į grafeno tranzistorių jautrį 100 GHz – 1 THz dažnių ruože, dar neatlikus matavimo sistemos patobulinimo vakuuminio ekranuotu matavimo stendu. Eksperimento schema pavaizduota 3.4.1 paveiksle.



3.4.1 pav. Jautrio charakteristikų matavimo schema.

Norint užtikrinti platų dažnių diapazoną buvo naudota nuolatinės terahercų bangos sistema (*angl.* continous wave system) TERABEAM 1550. Spindulys į detektorių fokusuotas dviem išgaubtais fokusuojančiais teflono (PTFE) lęšiais bei pusrutulio formos silicio lęšiu. Detektuojamas signalas matuotas lock-in stiprintuvu. Spindulio galia matuota Tomo Kitingo (*angl.* Thomas Keating) matuokliu bei Golėjaus narveliu (*angl.* Golay Cell). Jų parametrų palyginimas pateiktas 2 lentelėje [44 , 45].

Golėjaus narvelį sudaro infraraudonąją spinduliuotę sugeriančiomis dujomis užpildyta vidinė ertmė, atskirta membrana arba diafragma, kurios deformaciją seka detektorius. Taip pagal detektoriaus signalo kitimą nustatoma membranos padėtis bei dujų tūrio pokytis, kurį lemia sugerta spinduliuotės galia. Sugerčiai padidinti dindinamas dujomis užpildytos ertmės atspindžio koeficientas, į šią ertmę įmontuojamas papildomas spinduliuotės sugėriklis. Temperatūros pokytis dėl sugertos spinduliuotės Golėjaus narvelyje yra tūkstantosios laipsnio dalies eilės [44].

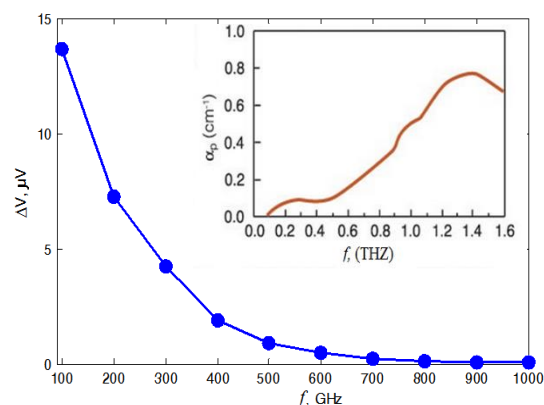
Tomo Kitingo matuoklis taip pat sudarytas iš dujomis (oru) užpildytos ertmės, turinčios du langus, praskirtus metalo plėvelės sluoksniu. Apie pusę spinduliuotės sugeria metalo plėvelė, o kita spinduliuotės dalis yra praleidžiama arba atspindima. Spinduliuotės sugertis plėvelėje moduliuoja temperatūros pokytį plėvelėje ir su ja sąveikaujančiame ore. Sukelti slėgio pokyčiai yra proporcingi absoliučiai absorbuotai galiai ir matuojami slėgio davikliu [45].

2 lentelė. Tomo Kitingo matuoklio ir Golėjaus narvelio parametrų palyginimas [44 , 45].

	Tomo Kitingo matuoklis	Golėjaus narvelis
Optimalus veikimo diapazonas, THz:	0.03 - 3	0.04 - 20
Spinduliuotės galia iki, W:	-	1×10^{-5}
Moduliacijos dažnis, Hz:	10 – 50, kai fronto trukmė < 1 ms	15 ± 5
Triukšmo ekvivalentinė galia, W/√Hz:	5×10^{-6}	1.4×10^{-10}
Optinis jautris, V/W:	-	1×10^5
Atsako trukmė, ms:	10	30

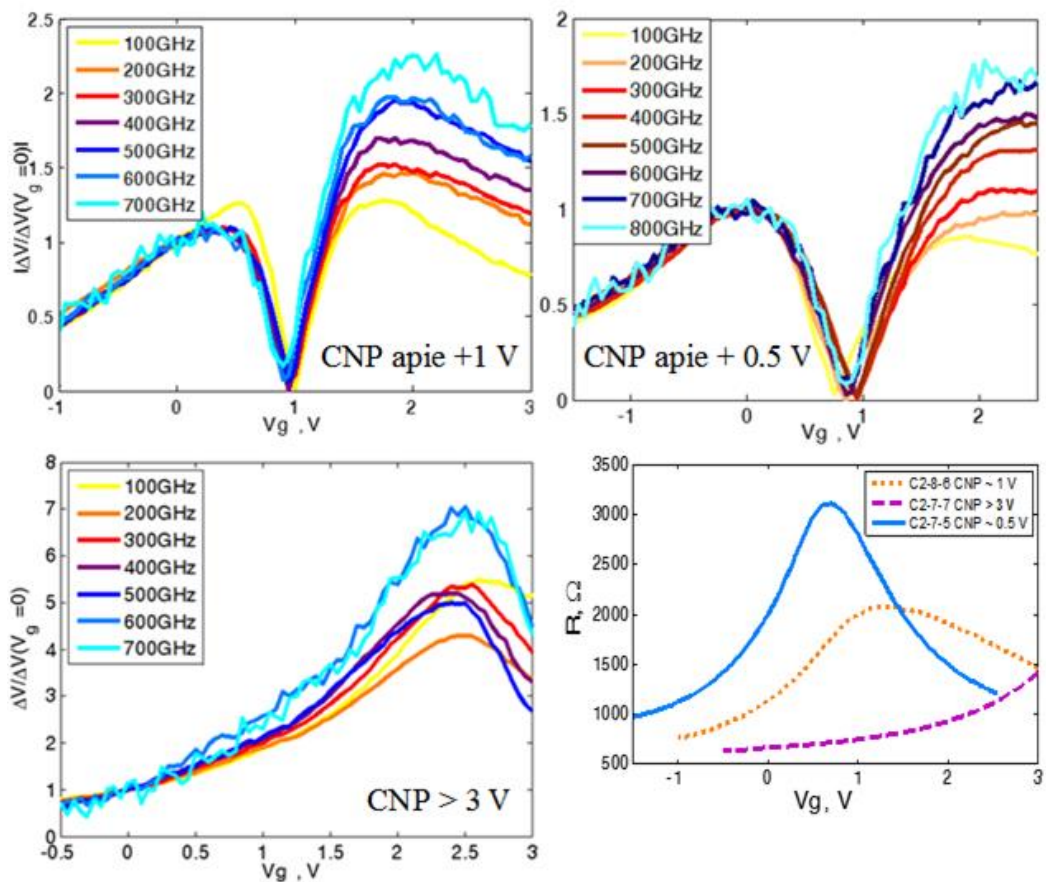
Išėjusios iš THz sistemos spinduliuotės galios kalibravimo kreivė pateikta 3.4.2 paveiksle (kairėje). Tam, kad būtų apskaičiuota spinduliuotės galia ties detektoriumi, reikia įskaičiuoti spinduliuotės nuostolius praėjus du teflono lęšius. Sugerties spektras [46] pateiktas 3.4.2 paveikslo dešinėje.

3.4.2 pav. THz spinduliuotės šaltinio galios spektras (kreivė su taškais kairėje) ir teflono galios sugerties spektras [46] (ištisinė linija dešinėje).



Jautrio charakteristikų matavimas su šiame skyriuje apibūdinta sistema buvo atliktas trimis detektoriams: C2_8_6 (CNP apie + 1 V), C2_7_7 (CNP > 3 V), C2_7_5 (CNP apie + 0.5 V). Jų varžos charakteristikos pateiktos 3.4.3 paveiksle. Šių detektorių sklendės matmenys $W_g = 5 \mu\text{m}$, $L_g = 2.5 \mu\text{m}$. Visų tolimesnių bandymų metu, siekiant išvengti histerezės įtakos, kiekvienas eksperimentas pradedamas taip, kaip minėta anksčiau: nuo užtūros įtampos, lygios nuliui, ją didinant iki maksimalios teigiamos vertės, o po to mažinant iki neigiamos vertės ir grįžtant į nulinę įtampą. Pateikiami histerezė duomenys atitinka matavimų kryptį, kai užtūros įtampa mažinama nuo teigiamos įtampos iki neigiamos.

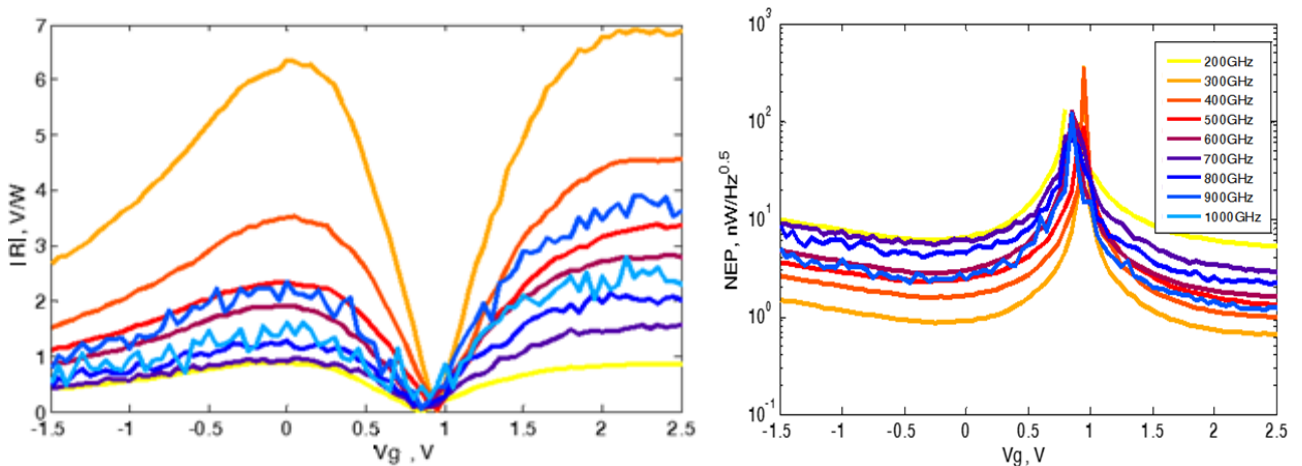
Pastebėtina tai, jog bandinių C2_7_5 ir C2_7_7 krūvio neutralumo taškas laikui bėgant pasislinko į teigiamų užtūros įtampų pusę. Metais anksčiau atliktuose matavimuose, pateiktuose 3.2.1 paveiksle, matyti, jog bandinio C2_7_7 krūvis buvo neutralus ties 2 V, o bandinyje C2_7_5 vyravo donorinės priemaišos. Tačiau paveiksle 3.4.3 (apačioje dešinėje) pateiktose varžos charakteristikose matyti, jog pastarojo bandinio priemaišos yra akceptorinės, o C2_7_7 charakteristikos krūvio neutralumo taškas dar labiau pasislinko į teigiamų užtūros įtampų pusę.



3.4.3 pav. Normuotos detektorių su skirtingais CNP (krūvio neutralumo taškais) įtampos jautrio kreivės bei jų varžos charakteristikos (apačioje dešinėje).

3.4.3 paveiksle taip pat pavaizduotos įtampos jautrio modulio į THz spinduliuotę dažniuose nuo 0.1 THz iki 0.8 THz charakteristikos. Aiškumo dėlei grafikai sunormuoti į jautrio vertę ties užtūros įtampa $V_g = 0$ V. Šiuose grafikuose matyti jautrio amplitudės asimetrija Dirako taško aplinkoje, kuri priklauso nuo spinduliuotės dažnio. Tai gali būti aiškinama karštųjų krūvininkų difuziniu pasiskirstymu, kuris anksčiau buvo aprašytas kaip termoelektrinis Zėbeko efektas.

Šio tyrimo metu maksimalus optinis jautris į THz spinduliuotę su matuotais GFET detektoriais kambario temperatūroje buvo pasiektas bandinyje C2_7_5 (žr. 3.4.4 pav.) ir jo vertė buvo daugiau nei 6.9 V/W ties 0.3 THz dažniu. Pastebėtina tai, jog kambario temperatūroje prie nulinės maitinimo įtampos, $V_g = 0$ V, dar nebuvo pranešta apie jautrij, didesnę nei 6.3 V/W. Jautriausiam detektoriumi paskaičiuota triukšmo ekvivalentinė galia (NEP), kuri pateikta 3.4.4 paveikslo dešinėje. NEP – tai yra spinduliuotės lemiamas signalo atsiradimas, kurio amplitudė atitinka elektrinio triukšmo standartinę deviaciją vieno herco juostai (matavimo vienetas $W/Hz^{0.5}$). Šis dydis apskaičiuojamas kaip kvadratinė šaknis iš šiluminio triukšmo 1 Hz dažnių juostai padalinta iš jutiklio atsako.

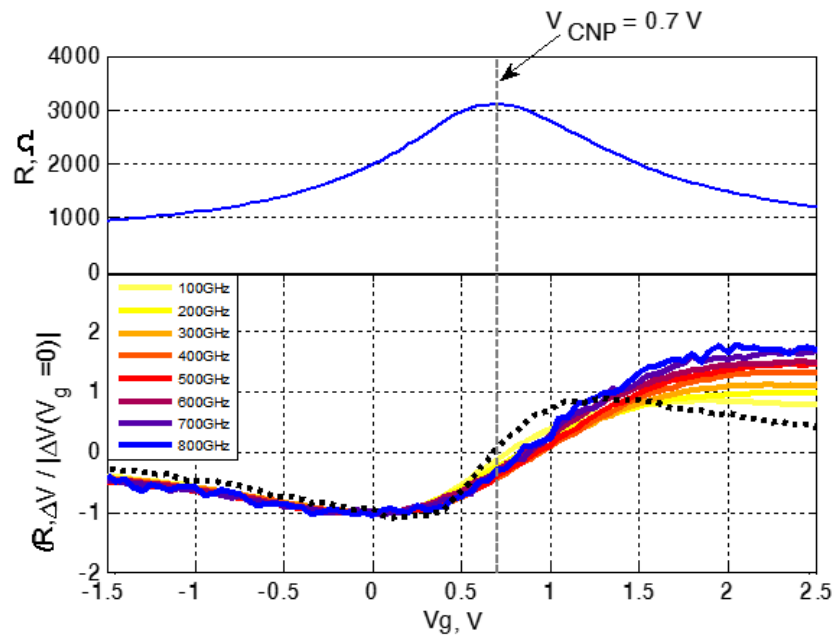


3.4.4 pav. Detektoriaus C2_7_5 absoliutus įtampos jautris ir triukšmo ekvivalentinė galia (NEP).

Minimali optinio triukšmo ekvivalentinė galia (NEP) neatsižvelgus į spindulio ir detektoriaus antenos ploto santykį yra $662 \text{ pW/Hz}^{0.5}$ ties spinduliuotės dažniu 0.3 THz. Skirtumas tarp šių matavimų ir [37] pateiktų rezultatų ($R_{\text{opt max}} = 14 \text{ V/W}$, $NEP = 515 \text{ pW/Hz}^{0.5}$) yra paaiškinamas netinkamai atliktu bandinio pozicionavimu į optinę ašį. Lyginant šiuos detektorius su kitomis THz spinduliuotės aptikimo technologijomis pastebimas tik triskart prastesnės detekcijos vertės. Žemiau pateikiami kai kurių technologijų gaunami NEP parametrai, kuriuose į detektoriaus plotą krintanti spinduliuotės galia jau yra preliminariai įvertinta:

- NEP (Si metalo-oksido-puslaidininkio FET) $> 17 \text{ pW/Hz}^{0.5}$;
- NEP (GaN aukšto elektronų judrio tranzistoriuje) $= 40 \text{ pW/Hz}^{0.5}$;
- NEP (Šotkio diode, kai $V_g = 0$ V) $< 20 \text{ pW/Hz}^{0.5}$.

3.4.5 paveiksle pavaizduotas matavimų rezultatų (ištinės linijos) palyginimas su teoriniu difuzijos transporto modeliu (taškinė linija). Rasta tiksli Dirako taško vertė lygi 0.7 V. Matome, jog pagal teoriją Dirako taške neturi būti jokio detektuojamo signalo, tačiau gauti duomenys rodo, kad papildomas signalas egzistuoja ir siekia netgi 1/3 maksimalios teorinės lyginimo signalo vertės. Šiame taške matome šiluminių reiškinių poveikį. Ties didesnėmis užtūros įtampos vertėmis gaunamas vis didesnis nuokrypis nuo teorijos, kuris rodo, jog didesnio dažnio (mažesnio bangos ilgio) bangos yra labiau lokalizuotos (greičiau nuslopsta), todėl gaunamas didesnis temperatūrinis gradientas, lemiantis didesnį įtampos pokytį.



3.4.5 pav. Viršuje: Tranzistoriaus C2_7_5 statinės varžos priklausomybė nuo užtūros įtampos. Apačioje: Įtampos atsakas normalizuotas į $V_g = 0$ V. Ištinės linijos vaizduoja matavimų rezultatus, o taškuota kreivė – skaičiavimo rezultatus. Punktyrinė linija žymi Dirako tašką (CNP).

Apibendrinant šiuos rezultatus galima pasakyti, jog G-FET gali būti naudojami efektyviai plačiau juostei THz spinduliuotės detekcijai kambario temperatūroje netgi be maitinimo įtampos ($V_g = 0$ V). Šie matavimai taip pat rodo, jog grafeno tranzistoriai turi įdomų asimetrinį atsaką, kuris dar labiau pastebimas aukštesniuose dažniuose. Toks efektas gali būti aiškinamas termoelektriniu Zėbeko efektu, o šio efekto supratimas gali būti pritaikomas tolimesniam detektorių tobulinimui. Pastebėtina ir tai, kad C2 tipo bandiniuose Zėbeko efektas yra labiau išreikštas dėl palankesnės bandinių geometrijos – ilgesnė sklendė lemia didesnę talpinio ryšio įtaką.

IŠVADOS

1. Tyrimo metu parodyta, jog grafeno lauko tranzistoriai gali būti naudojami efektyviai THz spinduliuotės detekcijai kambario temperatūroje.
2. Parodyta, kad grafeno sluoksnio ir Al_2O_3 sandūroje esantys defektai lemia grafeno lauko tranzistorių varžos charakteristikų histerezę, kuri patobulintame matavimų stende gali būti sumažinta vakuume tranzistorių atkaitinus srove aukščiausioje galimoje temperatūroje.
3. Atkaitinto tranzistoriaus varžos histerezės bei minimalaus elektrinio laidžio sumažėjimą lemia sumažėjusi priemaišų koncentracija, kurių aktyvacijos energija lygi 24.54 meV.
4. Nustatyta, kad krūvininkų difuziją lemiantis nepusiausvyrinių krūvininkų Zėbeko reiškinytis didėjant THz signalo dažniui sukelia vis didesnę detektuoto THz signalo stiprinimą.
5. Pastebėta, kad esant mažomis THz signalo amplitudėms yra stebima papildoma detektuojama įtampa turinti netiesinę priklausomybę nuo THz signalo galios. Šie matavimai gali padėti aiškinti krūvininkų sklaidą grafeno tranzistoriuje.

SUMMARY

Dovilė Čibiraitė

INVESTIGATION OF TERAHERTZ DETECTION BY GRAPHENE FIELD-EFFECT TRANSISTORS

Terahertz (THz) radiation has a huge potential for a various different industries ranging from biomedical , security imaging, spectroscopy and etc. Large demand from the industry, require development of room-temperature terahertz sources and detectors.

State of the art high-frequency electronics is based on graphene is currently being investigated due to its high room-temperature mobility and high carrier saturation velocity. Goals of this thesis were to investigate unique properties of CVD-graphene field effect transistors (G-FET) by improving measurement techniques and measuring detector response to terahertz radiation (THz). It was expected to observe thermoelectric Seebeck effect.

This thesis describes unique properties of graphene. Also properties of graphene field effect transistor and different detectors of THz radiation are marked. Lastly, a study of antenna-integrated 0.6 THz FET direct detectors based on CVD graphene is presented. In this study we concentrate on the response to electromagnetic radiation spanning from 100 GHz to 1 THz, temperature dependence and improvement of measuring technique.

It is notable that G-FETs can be used for the efficient detection of THz radiation at room-temperature even without applied voltage V_g (completely zero-bias detectors). It is necessary to avoid hysteresis because of uncertainty of parameters of the transistor between various measurements. This hysteresis is caused by impurities of dielectrics. This improvement is possible in a new setup, where current annealing at 90 °C temperature in vacuum atmosphere makes G-FET more stable. This study also shows that G-FETs have interesting asymmetric response, which is frequency dependent and is more pronounced at higher frequencies. Such effect could be explained by the diffusive contribution of hot carriers (hot-carrier Seebeck effect). Also a significant additional detection at lower signal amplitudes is shown which will be relevant for studies of scattering mechanisms.

LITERATŪRA

- [1] M. A. Rafiee, J. Rafiee, Z. Wang, et. al., Enhanced mechanical properties of nanocomposites at low graphene Content, *ACS Nano*, **3**(12), 3884–3890 (2009).
- [2] P. Matyba, H. Yamaguchi, G. Eda, et. al., Graphene and mobile ions: The key to all-plastic, solution-processed light-emitting devices, *ACS Nano*, **4**(2), 637–642 (2010).
- [3] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, A. C. Ferrari, Graphene photonics and optoelectronics, *Nature Photonics*, **4**, 611–622 (2010).
- [4] <http://www.graphenea.com/blogs/graphene-news/7251786-what-kind-of-graphene-for-which-application>
- [5] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Dubonos, et. al., Electric field effect in atomically thin carbon films, *Science*, **306**(5696), 666–669 (2004).
- [6] A. Reina, X. Jia, J. Ho, et. al., Large area, few-layer graphene films on arbitrary substrates by Chemical vapor deposition, *Nano Letters*, **9**(1), 30–35 (2009).
- [7] C. Berger, Z. Song, X. Li, et. al., Electronic Confinement and Coherence in patterned epitaxial graphene, *Science*, **312**(5777), 1191–1196 (2006).
- [8] F. Bonaccorso, A. Lombardo, T. Hasan, et. al., Production and processing of graphene and 2d Crystals, *Materials Today*, **15**(12), 564–589 (Dec. 2012).
- [9] A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, et. al., The electronic properties of graphene, *Reviews of Modern Physics*, **81**, 109–162 (2009).
- [10] A. Kretinin, G. L. Yu, R. Jali, et. al., Accurate determination of electron-hole asymmetry and next-nearest neighbor hopping in graphene, *Phys. Rev. B*, **88**(16) 165427, 1–9, (2013), doi:10.1103/PhysRevB.88.165427.
- [11] V. Kadirko, K. Ziegler, E. Kogan, Next-nearest-neighbor Tight-binding Model of Plasmons in Graphene, *Graphene*, **2**(3), 97–101 (2013), doi:10.4236/graphene.2013.23014.
- [12] N.S. Sankeshwar, S.S. Kubakaddi and B.G. Mulimani, Thermoelectric Power in Graphene, *Advances in Graphene Science*, Chapter **9**, 217–271 (July 2013), doi:10.5772/51689.
- [13] T. Fang, A. Konar, H. Xing, D. Jena, Carrier statistics and quantum Capacitance of graphene sheets and ribbons, *Applied Physics Letters*, **91**(9), 092109 (2007).
- [14] S. Adam, E. Hwang, V. Galitski, S. Darma, A self-consistent theory for graphene transport, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **104**(47), 18392–18397 (2007).
- [15] J. Martin, N. Akerman, G. Ulbricht, et. al., Observation of electron-hole puddles in graphene using a scanning single-electron transistor, *Nature Physics*, **4**, 144–148 (2008).

- [16] C. G. Kang, Y. G. Lee, S. K. Lee, et. al., Mechanism of the effects of low temperature Al₂O₃ passivation on graphene field effect transistors, *Carbon*, **53**, 182–187 (2013).
- [17] S. Smirnov, Physical Modeling of Electron Transport in Strained Silicon and Silicon-Germanium, Dissertation, Technische Universität Wien, Austria, (Dec. 2003).
- [18] S. D. Sarma, S. Adam, E. H. Hwang, et. al., Electronic transport in two-dimensional graphene, *Reviews of Modern Physics*, **83**(2), 407–470 (May 2011).
- [19] K. I. Bolotin, K. Sikes, Z. Jiang, et. al., Ultrahigh electron mobility in suspended graphene, *Solid State Communications*, **146**, 351–355 (2008).
- [20] E. H. Hwang, S. D. Sarma, Acoustic phonon scattering limited Carrier mobility in two-dimensional extrinsic graphene, *Physical Review B*, **77**, 115449 (2008).
- [21] E. H. Hwang, S. D. Sarma, Temperature-dependent transport in suspended graphene, *Physical Review Letters*, **101**, 096802 (2008).
- [22] E. H. Hwang, S. Adam, S. D. Sarma, Carrier transport in twodimensional graphene layers, *Physical Review Letters*, **98**, 186806 (2007).
- [23] A. Konar, T. Fang, D. Jena, Effect of high-gate dielectrics on Charge transport in graphene-based field effect transistors, *Physical Review B*, **82**, 115452 (2010).
- [24] D. B. Farmer, H.Y. Chiu, Y.M. Lin, et al., Utilization of a buffered dielectric to achieve high field-effect Carrier mobility in graphene transistors, *Nano Letters*, **9**(12), 4474–4478 (2009).
- [25] Y. W. Tan, Y. Zhang, K. Bolotin, et. al., Measurement of scattering rate and minimum Conductivity in graphene, *Physical Review Letters*, **99**, 246803 (2007).
- [26] D. B. Farmer, Y. M. Lin, P. Avouris, Graphene field-effect transistors with self-aligned gates, *Applied Physical Letters*, **97**, 013103 (2010).
- [27] S. Kim, J. Nah, I. Jo, et. al., Realization of a high mobility dual-gated graphene field effect transistor with Al₂O₃ dielectric, *Applied Physics Letters*, **94**, 062107 (2009).
- [28] A. K. Geim, K. S. Novoselov, The rise of graphene, *Nature Materials*, **6**, 183–191 (2007).
- [29] O. Habibpour, J. Vukusic, J. Stake, A large-signal graphene FET model, *IEEE Transactions on Electron Devices*, **59**(4), 968–975 (2012).
- [30] O. Habibpour, S. Cherednichenko, J. Vukusic, J. Stake, Mobility improvement and microwave Characterization of a graphene field effect transistor with silicon nitride gate dielectrics, *IEEE Electron Device Letters*, **32**, 871–873 (2011).
- [31] B. Huard, N. Stander, J. A. Sulpizio, D. Goldhaber-Gordon, Evidence of the role of Contacts on the observed electron-hole asymmetry in graphene, *Physical Review B*, **78**, 121402 (2008).
- [32] T. Otsuji, M.S. Shur, *IEEE Microwave Magazine*, **15**, 43-50 (Nov-Dec 2014).
- [33] M. Shur, Terahertz Sensing Technology, *IEEE Sensors Conference* October, 158 slides, (2008).

- [34] A. Lisauskas, M. Bauer, A. Raemer, Terahertz rectification by plasmons and hot Carriers in gated 2D electron gases (Invited paper), 23rd International Conference on Noise and Fluctuations, Xi'an, China, (June 2-5, 2015).
- [35] M. Dyakonov, M. Shur, Detection, mixing and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid, *IEEE Transactions on electron devices*, **43**(3), 380–387 (1996).
- [36] L. Vicarelli, M. S. Vitiello, D. Coquillat, et. al., Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors, *Nature materials Letters*, **11**, 865–871 (2012).
- [37] A. Zak, M.A. Andersson et al., Antenna-Integrated 0.6 THz FET Direct Detectors Based on CVD Graphene, *Nano Lett.*, **14** (10), 5834–5838 (2014).
- [38] X. Cai, A. B. Sushkov, R. J. Suess, et. al., Sensitive room-temperature terahertz detection via photothermoelectric effect in graphene, *Nature Nanotechnology*, **9**, 814–819 (2014).
- [39] M. Freitag, T. Low, P. Avouris, Increased responsivity of suspended graphene photodetectors, *Nano Letters*, **13**(4), 1644–1648 (2013).
- [40] D. Čibiraitė, Terahercų detekcija grafeno lauko efekto tranzistoriais, *Mokslo tiriamoji darbo ataskaita*, Vilnius, p. 34 (2015).
- [41] A. Zak, Bow-tie antenna-coupled graphene FETs for direct detection at 0.6THz, *Master Thesis*, Goeteborg, Švedija, 1–40 (2014).
- [42] H. Wang, Y. Wu, Hysteresis of Electronic Transport in Graphene Transistors, *ACS Nano*, **4** (12), 7221–7228 (2010).
- [43] H. J.-H. Chen, C. Jang, S. Xiao, et. al., *Nature nanotechnology*, **3**, 206 (2008).
- [44] Gamintojo puslapis: <http://www.tydexoptics.com/> (tikrinta: 2016-05-28)
- [45] Gamintojo puslapis: <http://www.terahertz.co.uk/> (tikrinta: 2016-05-28)
- [46] C. Winnewisser, F. Lewen, H. Helm, Transmission Characteristics of dichroic filters measured by THz time-domain spectroscopy, *Applied Physics A*, **66**, 593–598 (1998).

PADĖKA

Labai dėkoju Chalmers University of Technology in Gothenburg, Švedija, už suteiktą galimybę atlikti matavimus jų sukurtų grafeno tranzistorių pagrindu.

Taip pat skiriu padėką Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt. Vokietija, už galimybę atlikti įvairiapusių matavimus bei Erasmus+ praktikos metu įgytus įgūdžius bandinių auginimo bei matavimo stendo projektavimo srityse.

Dėkoju Vilniaus universiteto Radiofizikos katedrai už galimybę atlikti tyrimus Vokietijos Johann Wolfgang Goethe universitete Frankfurte bei jos darbuotojams, palaikiusiems grafeno tranzistorių tyrimų plėtrą Vilniaus universitete.

Didžiulę padėką skiriu savo darbo vadovui už nuolatinį entuziazmą bei įdomias užduotis, kurios verčia nuolatos tobulėti bei kelia pasitikėjimą savo jėgomis.

O svarbiausia noriu padėkoti savo artimiesiems už visokeriopą palaikymą ir pasitikėjimą.

PUBLIKACIJOS

Gauti rezultatai pristatyti 5 tarptautinėse konferencijose ir iš jų taip pat rengiamas straipsnis recenzuojamam žurnalui:

1. D. Čibiraitė, A. Lisauskas, J. Matukas, Graphene field-effect-transistors for room temperature detection of terahertz radiation, Open Readings'15, Vilnius, Lithuania, (March 24 -27, 2015). (stendinis pranešimas)
2. A. Lisauskas, M. Bauer, D. Čibiraitė et. al., Terahertz rectification by plasmons and hot Carriers in gated 2D electron gases, German THz Conference 2015, Dresden, Germany (July 8 - 10, 2015). (žodinis pranešimas)
3. M. Bauer , M. Andersson, A. Zak, P. Sakalas, D. Čibiraitė, A. Lisauskas, M. Schröter , J. Stake, H. G. Roskos, The potential for sensitivity enhancement by the thermoelectric effect in Carbon-nanotube and graphene Tera-FETs, EDISON'19, Salamanca, Spain (June 29 - July 2, 2015). (žodinis pranešimas)
4. D. Čibiraitė, M. Bauer, M. Andersson, et. al., Photothermoelectric effect in graphene-based room-temperature THz detectors, FM&NT-2015 (October 5 – 8, 2015). (stendinis pranešimas)
5. D. Čibiraitė, A. Lisauskas, J. Matukas, 2 DEG Surface Potential In A Field-Effect-Transistor, Open Readings'16, Vilnius, Lithuania, (March 15 - 18, 2016). (stendinis pranešimas)

ČIBIRAITĖ, Dovilė. Terahercų detekcijos grafeno lauko tranzistoriais tyrimas: Telekomunikacijų fizikos ir elektronikos magistro studijų programos baigiamasis darbas. Vad. Alvydas Lissauskas. Vilnius: Vilniaus universitetas Fizikos fakultetas, 2016, 51 p.