

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Kęstutis  
IKAMAS

Plačiajuosčių tranzistorinių THz  
detektorių modeliavimas ir taikymas  
veikai su impulsiniais ir nuolatinės  
veikos šaltiniais

**DAKTARO DISERTACIJA**  
Technologijos mokslai,  
medžiagų inžinerija **08T**

---

VILNIUS 2018

Disertacija rengta 2014–2018 metais Vilniaus universiteto Taikomosios elektrodinamikos ir telekomunikacijų institute.

**Mokslinis vadovas:**

**prof. dr. Alvydas Lisauskas** (Vilniaus universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08T).

VILNIUS UNIVERSITY  
CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

Kęstutis  
IKAMAS

Broadband THz detectors with field effect  
transistors: modeling and application  
for systems with pulsed and DC sources

**DOCTORAL DISSERTATION**  
Technological sciences,  
Material engineering **08T**

---

VILNIUS 2018

The dissertation work was carried out at Vilnius University, Institute of Applied Electrodynamics and Telecommunications from 2014 to 2018.

**Scientific supervisor: Prof. Dr. Alvydas Lisauskas** (Vilnius University, technological sciences, materials engineering – 08T).

# Padėka

„Gera knyga, graži kalba gali būti naudinga ir padaryti daug gero, bet geras pavyzdys užvis naudingiausias.”

---

*Konfucijus*

Dėkoju savo moksliniam vadovui prof. Alvydui Lisauskui. Visų pirma už visa širdimi mokslui atsidavusio žmogaus pavyzdį. Taip pat už begalinę kantrybę, palaikymą ir brangų laiką, kuriuos man skyrė. Taip pat nuoširdžiai dėkoju prof. Jonui Matukui už vertingas konsultacijas kuriant ir charakterizuojant detektorius Vilniaus laboratorijoje, taip pat už moralinį palaikymą sunkiais studijų momentais. Profesoriau, Jūsų beribis tikėjimas studentais yra siektinas pavyzdys kiekvienam pedagogui.

Esu dėkingas Fizinių ir technologijos mokslų centro Terahercų fotonikos laboratorijos kolektyvui, vadovaujamam Irmanto Kašalyno, už mokslines diskusijas ir bendradarbiavimą terahercinių tyrimų srityje. Taip pat dėkoju prof. Arūnui Krotkui ir dr. Ignui Nevinskui už bendradarbiavimą įgyvendinant netiesinės autokoreliacijos eksperimentus. Nuoširdi padėka prof. Hartmut Roskos grupės ir prof. Juliette Mangeney grupės nariams už priėmimą stažuotei Frankfurto universiteto Fizikos institute Vokietijoje ir „Ecole Normale Superieure” instituto Pierre Aigrain laboratorijoje.

Prie šio kūrinio gimimo netiesiogiai, bet nemenka dalimi, prisidėjo mano kolegos: Šarūnas, Džiugas, Mantas, Ilona, Maksimas, Jūras iš Mikrobangės spektroskopijos laboratorijos, Edvardas ir Tomas iš Nanojonikos laboratorijos, Sandra ir Marina iš Triukšmų laboratorijos, Gintaras, abu Vytai, Linas ir Ignas iš Terahercų fotonikos laboratorijos, Juozas, Vaidotas, Kęstutis, Albert, Jurgis, Vytautas, Nijolė ir Violeta iš TETI, Sandra ir kolegos iš Lietuvos Karo Akademijos Gynybos technologijų

katedros.

Taip pat dėkoju už palaikymą šeimos draugams, kaimynams ir giminėms: Aušriui (SuAu) ir Viktorijai, Kęstui (Adams) ir Valentinai, Nikolajui ir Elenai, Jolantai L., Edmundui (Mundis) ir Rūtai, Tadiui ir Daliai, Zigmui ir Elenai, broliui Aleksui ir mamai Irinai. Jūsų tikėjimas manimi suteikė jėgų įveikti svarbų gyvenimo iššūkį.

Ir didžiausia padėka mano žmonai Žydrai, vaikams Pauliui ir Rūtai, už begalinį palaikymą, pagalbą ir kantrybę ilgais studijų metais.

Kęstutis Ikamas  
Vilnius  
2018 m. lapkričio 5 d.

# Turinys

<b>Santrumpų sąrašas</b>	<b>10</b>
<b>Įvadas</b>	<b>11</b>
Darbo tikslas ir uždaviniai . . . . .	12
Mokslinis naujumas . . . . .	13
Autoriaus publikacijų sąrašas . . . . .	14
Pranešimai konferencijose . . . . .	15
Ginamieji teiginiai . . . . .	16
Autoriaus indėlis . . . . .	17
Disertacijos struktūra . . . . .	18
<b>1 Plazmoninio lyginimo lauko tranzistoriuje modelis</b>	<b>19</b>
1.1 Klasikinė signalų detekcijos lauko tranzistoriais teorija . . . . .	20
1.2 Krūvininkų transporto modeliai . . . . .	22
1.3 Boltzmann'o krūvininkų transporto lygtis . . . . .	23
1.4 Hidrodinaminis krūvininkų transporto modelis . . . . .	27
1.5 Plazmoninio maišymo modelis . . . . .	30
1.6 Linearizuotos plazmoninio maišymo lygtys . . . . .	32
1.7 Paskirstytų parametru RLC perdavimo linijos artinys . . . . .	34
1.8 Kraštinės sąlygos ir kanalo impedansas . . . . .	35
1.9 Tranzistoriaus atsakas . . . . .	39
1.10 Keturi detekcijos režimai . . . . .	40
1.11 Plazmonų ekranavimo įtaka atsakui . . . . .	43
1.12 Skyriaus išvados . . . . .	45
<b>2 Detektorių modeliavimas</b>	<b>46</b>
2.1 Detektoriaus jautrio parametrai . . . . .	46
2.2 Vidinis, elektrinis ir optinis jautriai . . . . .	47
2.3 Ekvivalentinė detektoriaus grandinė . . . . .	49
2.3.1 Parazitinių elementų įtaka jautriui . . . . .	53
2.3.2 Kvazistatinių parametru gavimas iš VACH matavimų . . . . .	55
2.3.3 Standartinio ir analitinio modelių palyginimas . . . . .	59
2.4 Antenu elektromagnetinis modeliavimas . . . . .	61
2.5 Detektoriuose panaudoti antenu tipai . . . . .	63
2.6 Skyriaus išvados . . . . .	64

<b>3</b>	<b>Plačiajuosčiai Si KMOP 90 nm detektoriai</b>	<b>65</b>
3.1	Mokslinis tyrimų aktualumas . . . . .	65
3.2	Detektorių dizainas . . . . .	66
3.3	Detektorių modeliavimo rezultatai . . . . .	69
3.4	Antenų modeliavimo rezultatai . . . . .	70
3.4.1	Peteliškės formos antena . . . . .	71
3.4.2	Logaritinė spiralinė antena . . . . .	73
3.4.3	Diskinis plyšys su impedanso transformacija . . . . .	75
3.5	Gamybos ypatumų įtaka detektorių dizainui . . . . .	76
3.5.1	Ribojimai metalo tankiui . . . . .	77
3.5.2	Reikalavimai linijų ortogonalumui . . . . .	79
3.5.3	Apsauga nuo perteklinio krūvio . . . . .	79
3.6	Detektorių charakterizavimo metodika . . . . .	80
3.6.1	VACH matavimo metodika . . . . .	80
3.6.2	Kalibruoti THz atsako matavimai . . . . .	81
3.6.3	Plačiajuosčiai THz atsako matavimai . . . . .	85
3.7	Eksperimentų rezultatai . . . . .	87
3.7.1	Nuolatinės veikos charakteristikos . . . . .	87
3.7.2	Kalibruoto optinio jautrio ir NEP įvertinimas . . . . .	88
3.7.3	Plačiajuostė veika . . . . .	91
3.8	Skyriaus apibendrinimas . . . . .	93
<b>4</b>	<b>TeraFET taikymai kvantinių pakopinių lazerių spinduliuotės de- tekcijai</b>	<b>95</b>
4.1	Mokslinis tyrimų aktualumas . . . . .	95
4.2	Detektorių dizainas . . . . .	97
4.2.1	UMC detektoriai . . . . .	98
4.2.2	TSMC detektoriai su lopinėlio antenomis . . . . .	98
4.3	Tyrimo metodika . . . . .	99
4.4	Stendas, skirtas TeraFET ir komercinių THz detektorių palyginimui	100
4.5	SOFIA eksperimentinis stendas . . . . .	101
4.6	Eksperimentų rezultatai . . . . .	103
4.6.1	THz detektorių palyginimas . . . . .	103
4.6.2	SOFIA osciliatorių tyrimas . . . . .	104
4.7	Rezultatų aptarimas . . . . .	105
4.8	Skyriaus apibendrinimas . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Plačiajuosčių TeraFET taikymai tiesinės autokoreliacijos tyri- mams</b>	<b>109</b>
5.1	Tyrimams naudoti AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> detektoriai . . . . .	110
5.2	Tyrimo metodika . . . . .	111
5.3	Tiesinis lyginimas AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> detektoriuje . . . . .	114
5.4	Tiesinės autokoreliacijos matavimų rezultatai . . . . .	116
5.5	Detektoriaus jautrio modeliavimo rezultatai . . . . .	118
5.6	Skyriaus apibendrinimas . . . . .	121



<b>6</b>	<b>Netiesiniai lyginimo reiškiniai TeraFET detektoriuose</b>	<b>122</b>
6.1	Tyrimų aktualumas . . . . .	122
6.2	Tyrimams naudoti detektoriai . . . . .	124
6.3	Tyrimo metodika . . . . .	125
6.4	Lyginimo netiesiškumai AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> TeraFET . . . . .	126
6.5	Lyginimo netiesiškumai Si KMOP detektoriuje . . . . .	127
6.6	Teorinės lyginimo netiesiškumo prielaidos . . . . .	128
6.7	Netiesinės autokoreliacijos matavimai . . . . .	130
6.8	Skyriaus apibendrinimas . . . . .	134
	<b>Išvados</b>	<b>136</b>
<b>A</b>	<b>Transporto lygčių išvedimas</b>	<b>138</b>
A.1	Hidrodinaminio transporto lygtys . . . . .	138
A.2	Plazmoninio maišymo modelio lygtys . . . . .	141
	<b>Naudotos literatūros sąrašas</b>	<b>144</b>
	<b>Curriculum Vitae</b>	<b>161</b>

# Santrumpų sąrašas

2DEG	dvimatės elektronų dujos
BTL	Boltzmann'o transporto lygtis
DD	dreifo-difuzijos modelis
DEJT	didelio elektronų judrio tranzistorius (angl. HEMT)
LPGR	lazeris su paskirstytu grįžtamuoju ryšiu (angl. <i>distributed feedback laser</i> )
EM	elektromagnetinis
HTM	hidrodinaminio transporto modelis
KMOP	komplementari metalo oksido puslaidininkių technologi- ja
KPL	kvantinis pakopinis lazeris (angl. <i>quantum cascade laser, QCL</i> )
LT	lauko tranzistorius (angl. <i>FET – field effect transistor</i> )
MIM kondensatorius	metalo-izoliatoriaus-metalo kondensatorius
MOPLT	metalo-oksido-puslaidininkio lauko tranzistorius (angl. <i>MOSFET</i> )
NEP	efektinė triukšmų galia (angl. <i>noise-equivalent power</i> )
PL	perdavimo linija
PM	plazmoninio maišymo (lyginimo) modelis
QS	kvazistatinė veika arba beveik statinė veika
STS	signalu-triukšmo santykis (angl. <i>signal-to-noise ratio, SNR</i> )
TeraFET	terahercų bangų detekcijai skirtas detektorius su lauko tranzistoriumi
VACH	voltamperinė charakteristika

# Įvadas

Pastaraisiais dešimtmečiais elektromagnetinių bangų terahercų (THz) dažnių juostai skiriamas didelis dėmesys. Bandoma ją panaudoti įvairiose mokslo srityse: fizikoje, chemijoje, biologijoje, medicinoje. THz detektorius siekiama pritaikyti kosminių aparatų dalių, pvz., teleskopų antenos defektų aptikimui, nuotolinei sprogstamųjų medžiagų paieškai oro uostuose, narkotinių medžiagų aptikimui, vėžinių darinių poodiniame sluoksnyje detekcijai medicinoje, kokybės kontrolės sistemoms pramonėje, telekomunikacijoms [1].

Viena iš aktyvių THz tyrimų kryptių – spinduliuotės šaltinių ir detektorių paieška. Kompaktiškų plačiajuosčių ir atrankiųjų THz spinduliuotės detektorių sukūrimas vis dar išlieka problema. Tai ypač aktualu mobiliuose THz spektroskopijos ir kosminėse sistemose, kuriose itin svarbūs maži THz įtaisų matmenys, jų patvarumas ir galimybė juos valdyti. Komercinių THz detektorių, kuriuos galima įsigyti šiandieninėje rinkoje, veikimas pagrįstas gana lėtais optoakustiniais, piroelektriniais ir bolometriniiais THz detektoriais arba kolorimetriniu efektu kambario temperatūroje. Didžiausi šių įtaisų trūkumai – ilga atsako trukmė, žemas atsako lygis, jautris mechaniniams ir akustiniams triukšmams, dideli matmenys ir kaina. Vis dažniau jų alternatyva tampa puslaidininkiniai, lyginimo reiškinio grįsti detektoriai, pvz., Schottky arba tuneliniai diodai [2,3], lauko tranzistoriai. Integručiuose grandynuose įdiegiami komplementarus metalo oksido-puslaidininkinių (KMOP, angl. *CMOS*) tranzistoriai ir su jais suderintos paviršinės antenos – elegantiškas kambario temperatūros THz detektorių (sutrumpintai TeraFET) sprendimas. Šio tipo detektoriai sparčiai vystomi, nes juos galima masiškai gaminti taikant standartinę KMOP gamybos technologijas [4,5].

Vieni pirmųjų, kam kilo mintis panaudoti puslaidininkinius tranzistorius THz detekcijai, buvo M. Dyakonov ir M. Shur. Šie mokslininkai praeito šimtmečio paskutiniame dešimtmetyje iškėlė lauko tranzistoriaus kanale sužadintų plazminių bangų (kolektyvus elektrinį krūvį turinčių dalelių judėjimas) pritaikymo THz lyginimui idėją [6]. Pirmieji, veikiantys lauko tranzistorių pagrindu, sukonstruoti detektoriai neturėjo integruotų antenų ir galėjo detektuoti tik galingų THz lazerių spinduliuotę [7,8]. Per keliolika metų TeraFET gerokai patobulėjo. Plazmoninis THz

detekcijos principas sėkmingai pritaikytas naujų detektorių konstravimui. Sukurti įrenginiai su skirtingo tipo tranzistoriais ir medžiagų sistemomis, tokiais kaip Al-GaN/GaN didelio elektronų judrio tranzistoriais (angl. HEMT) [9], Si KMOP lauko tranzistoriais [10], tranzistoriais su nanosiūlu [11], grafeno tranzistoriais [12,13]. Didelis dėmesys skiriamas Si KMOP detektoriams [14,15], nes ši santykinai pigi technologija leidžia kurti sudėtingus integrinius grandynus. Pavyzdžiui, galima apjungti Si KMOP TeraFET detektorius į didelius, virš 1000 elementų jungiančius masyvus [16,17]. Toks sprendimas sudaro rimtą konkurenciją komercinėms mikrobolometrų židinio plokštumos matricoms, kurios šiuo metu naudojamos THz vaizdo kameroje [18].

0,3–10 THz dažnio bangas gali generuoti įvairių tipų šaltiniai: optoelektroniniai spinduliai (fotolaidūs maišikliai, netiesiniai optiniai kristalai), visiškai elektroniniai šaltiniai, tokie kaip daugintuvų grandinės, puslaidininkiniai lazeriai, tokie kaip kvantiniai pakopiniai lazeriai, molekuliniai dujų lazeriai, vakuuminiai elektroniniai įrenginiai, laisvų elektronų lazeriai ar girotronai. Šie šaltiniai gali būti nuolatinės veikos arba impulsiniai. Jų skleidžiamą spinduliuotę galima matuoti puslaidininkiais detektoriais tiek homodininiame, tiek ir heterodininiame režime [19]. Tačiau iki šiolei detektoriai su Schottky diodais ir lauko tranzistoriais nepasižymėjo labai dideliu, viršijančiu 1 THz efektyvios veikos dažnių juostos plociu (angl. *bandwidth*), o tai stabdė jų taikymą THz spektrometriniuose tyrimuose [3].

Pažymėtina, kad TeraFET plačiajuostiškumą riboja ne tiek detektoriuose vykstantis fizikinis lyginimo procesas, kuris iš esmės veikia efektyviai labai plačiame dažnių intervale [6], bet gero modelio, įskaitančio visus detekciją sąlygojančių faktorių, tokių kaip galios praradimas parazitiniuose elementuose ar tranzistoriaus ir antenos banginių varžų suderinamumo, ypatumus, trūkumas [10]. Galimybė tame pačiame Si KMOP luste išdėstyti paviršinę anteną, aktyvųjį elementą (lauko tranzistorių) ir maitinimui bei signalų nuskaitymui skirtą elektroniką, tokiu būdu minimizuojant reaktyvių elementų kieki, – didelis privalumas kuriant plačiajuosčius ir jautrius THz detektorius.

Ši disertacija skirta plačiajuosčių tranzistorinių THz detektorių (TeraFET) kūrimo ypatumams. Nagrinėti fizikiniai įrenginių veikimo principai ir inžineriniai sprendimai leido sukurti naujus tiesinius (atsakas tiesiogiai proporcingas spinduliuotės galiai) detektorius, kurie efektyviai veikia plačiame, daugiau nei tris oktavas (nuo 0,25 THz iki 2,2 THz) apimančiame dažnių intervale. Gauti eksperimentuose jautriai nenusileidžia geriausiems šiai dienai plačiajuosčiams tranzistoriniams detektoriams ir nedaug nusileidžia atrankiesiems THz TeraFET. Darbe taip pat nagrinėjami taikomieji sukurtų detektorių aspektai: ištirtos impulsinių ir nuolatinės veikos šaltinių skleidžiamos THz spinduliuotės detekcijos su TeraFET galimybės.

## Darbo tikslas ir uždaviniai

Pagrindinis šio darbo tikslas – sukurti optimizuotus teraherciniam dažnių ruožui kompaktiškus, plačiajuosčius ir jautrius tranzistorinius detektorius ir ištirti jų taikymo galimybes.

Darbo tikslui pasiekti iškelti tokie uždaviniai:

1. Pagerinti fizikinį plazmoninio maišymo tranzistoriaus kanale modelį, kad jis tiktų tiksliai detektorių aukštadažnių veikos parametrų teoriniam modeliavimui. Skirtumas tarp teoriškai suskaičiuotų ir eksperimentiniu būdu gautų rezultatų neturi viršyti 25 procentų.
2. Remiantis modeliavimo rezultatais, paruošti teraherciniam dažnių ruožui skirtų Si KMOP detektorių su plačiajuostėmis paviršinėmis antenomis dizainus, pagal kuriuos komercinės gamyklos galėtų užauginti lustus su integrinium grandynu.
3. Charakterizuoti pagamintus Si KMOP detektorius: nustatyti pagrindinius parametrus, palyginti juos su teorinių modelių rezultatais.
4. Ištirti Si KMOP ir AlGaIn/GaN detektorių panaudos, impulsinių ir nuolatinės veikos terahercinių šaltinių skleidžiamos spinduliuotės detekcijai, potencialą.
5. Ištirti Si KMOP ir AlGaIn/GaN tranzistorinių detektorių lyginimo netiesiškumo fenomeną ir panaudojimo impulsinių terahercinių šaltinių tyrimui galimybes.

## Mokslinis naujumas

Darbo mokslinis naujumas grindžiamas šiais pasiektais rezultatais:

1. Sukurtas analitinis plazmoninio maišymo modelis leidžia tiksliau (su 25 proc. ir mažesne paklaida) įvertinti plačiajuosčių tranzistorinių detektorių jautrį aukštuose, ypač viršijančiuose 1 THz, dažniuose. Kitas fizikinis modelis, kurio tikslumas prilygtų pateiktam, literatūroje kol kas neaprašytas.
2. Sukurtas detektorius su peteliškės formos antena pademonstravo beveik plokščią atsako priklausomybę dažnių intervale nuo 0,2 THz iki 2,2 THz. Jo optinis jautris – 33 mA/W ties 609 GHz. Įvertinta minimali efektinė triukšmo galia (NEP) siekia  $45 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  ties 0,6 THz ir  $70 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  ties 1,5 THz. Pagal šiuos rodiklius įrenginys neturi analogų plačiajuosčių tranzistorinių detektorių srityje ir netgi lenkia geriausius literatūroje aprašytus atrankiuosius TeraFET detektorius 1,5 THz dažnio srityje.

3. Pirmą kartą tiesiogiai palygintas tranzistorinio THz detektoriaus ir komercinių tiesinių THz detektorių – Golėjaus narvelio ir bolometro, veikos efektyvumas. Sukurti Si KMOP tranzistoriniai detektoriai geba detektuoti didesnio moduliavimo dažnio signalus arba dirbti nuolatinės veikos režimu, juos galima efektyviai panaudoti kaip tradicinių THz detektorių alternatyvą THz šaltinių galios, taip pat sub-mikrosekundžių eilės kintančių procesų stebėjimams.
4. Nustatyta, kad AlGaIn/GaN TeraFET detektoriaus atsakas tiesiškai proporcingas spinduliuotės galiai plačioje užtūros įtampų srityje, net kai apšviečiamas kelis šimtus milivatų siekiančia THz spinduliuote. Pademonstruota, kad tranzistoriniai detektoriai gali būti pritaikyti tiesinės autokoreliacijos matavimams ir impulsinių THz šaltinių spektriniam charakterizavimui.
5. Si KMOP ir AlGaIn/GaN tranzistorinių detektorių lyginimo netiesiškumų tyrimais įrodyta, kad netiesinė, aukštesnio už vieną laipsnio, atsako priklausomybė nuo THz spinduliuotės galios yra universalus, tranzistoriniams detektoriams būdingas reiškinys. Jo pasireiškimui būtinos sąlygos: įrenginys turi dirbti ties žemesne už slenkstinę  $V_{th}$  įtampa, o THz spinduliuotės galia turi būti mažesnė už vertes, ties kuriomis prasideda sotes režimas.
6. Pirmą kartą atlikti su Si KMOP tranzistoriniu detektoriumi netiesinės interferometrinės autokoreliacijos tyrimai. Parodyta, kad detektoriaus lyginimo netiesiškumas gali būti panaudotas laikinoms THz impulsų charakteristikoms nustatyti ir stebėti. TeraFET netiesiškumai gali padėti įvertinti ir paties detektoriaus vidinio atsako greitį.

## Autoriaus publikacijų sąrašas

Disertacijos rezultatai publikuoti šiuose „Clarivate Analytics Web of Science” recenzuojamuose leidiniuose:

1. K. Ikamas, A. Lisauskas, S. Boppel, Q. Hu, and H. G. Roskos, “Efficient Detection of 3 THz Radiation from Quantum Cascade Laser Using Silicon CMOS Detectors,” *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, vol. 38, no. 10, pp. 1183–1188, Oct. 2017.
2. A. Lisauskas, K. Ikamas, S. Massabeau, M. Bauer, D. Čibiraitė, J. Matukas, J. Mangeney, M. Mittendorff, S. Winnerl, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Field-effect transistors as electrically controllable nonlinear rectifiers for the characterization of terahertz pulses,” *APL Photonics*, vol. 3, no. 5, p. 051705, Mar. 2018.

3. K. Ikamas, D. Čibiraitė, A. Lisauskas, M. Bauer, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Terahertz Power Detectors based on 90-nm Silicon CMOS Transistors with over Six Octaves Flat Responsivity,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 39, no. 9, p. 1413–1416, Sep. 2018.

Publikacijos disertacijos tema kituose „Clarivate Analytics Web of Science” leidiniuose:

4. A. Lisauskas, M. Bauer, A. Rämmer, K. Ikamas, J. Matukas, S. Chevtchenko, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Terahertz rectification by plasmons and hot carriers in gated 2d electron gases,” in *Proc. 41st Int. Conf. Noise and Fluctuations (ICNF)*. IEEE, Jun 2015, pp. 1–5.
5. K. Ikamas, A. Lisauskas, M. Bauer, A. Ramer, S. Massabeau, D. Cibiraite, M. Burakevic, S. Chevtchenko, J. Mangeney, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Efficient detection of short-pulse THz radiation with field effect transistors.” in *Proc. 42nd Int. Conf. Noise and Fluctuations (ICNF)*. IEEE, Jun. 2017, pp. 1–4.
6. J. Zdanevicius, K. Ikamas, J. Matukas, A. Lisauskas, H. Richter, H.-W. Hubers, M. Bauer, and H. G. Roskos, “TeraFET detector for measuring power fluctuations of 4.75-THz QCL-generated radiation.” in *Proc. 42nd Int. Conf. Noise and Fluctuations (ICNF)*. IEEE, Jun. 2017, pp. 1–4.

## Pranešimai konferencijose

Pranešimai disertacijos tema mokslinėse konferencijose:

1. K. Ikamas, A. Lisauskas, S. Boppel, Q. Hu, and H. G. Roskos, “Terahercinio kvantinio pakopinio lazerio spinduliuotės detekcija silicio CMOS detektoriais”. 41-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija (LNFK), Vilnius, 2015, *stendinis pranešimas*.
2. A. Lisauskas, M. Bauer, A. Rämmer, K. Ikamas, J. Matukas, S. Chevtchenko, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Terahertz rectification by plasmons and hot carriers in gated 2D electron gases,” 41st Int. Conf. Noise and Fluctuations (ICNF), Xi’an, P.R. China, *žodinis pranešimas*.
3. K. Ikamas, A. Lisauskas, D. Voß, and H. G. Roskos, “Didelio jautrio plačiajuostis terahercinis silicio KMOP technologijos detektorius”. 42-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija (LNFK), Vilnius, 2017, *žodinis pranešimas*.

4. K. Ikamas, A. Lisauskas, M. Bauer, A. Ramer, S. Massabeau, D. Čibiraite, M. Burakevic, S. Chevtchenko, J. Mangeney, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, "Efficient detection of short-pulse THz radiation with field effect transistors." International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF), Vilnius, 2017, *žodinis pranešimas*.
5. J. Zdanevicius, K. Ikamas, J. Matukas, A. Lisauskas, H. Richter, H.-W. Hubers, M. Bauer, and H. G. Roskos, "TeraFET detector for measuring power fluctuations of 4.75-THz QCL-generated radiation." International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF), Vilnius, 2017, *žodinis pranešimas*.
6. A. Lisauskas, M. Bauer, K. Ikamas, J. Zdanevicius, D. Voß, D. Čibiraitė, V. Krozer, and H. G. Roskos, "High-performance THz detectors in 90 nm Si CMOS technology". 9th THz Days, Dunkerque, France, 2017, *žodinis pranešimas*.
7. K. Ikamas, J. Zdanevicius, L. Dundulis, S. Pralgauskaitė, A. Lisauskas, D. Čibiraitė, D. Voß, V. Krozer, and H. G. Roskos, "Quasi optical THz detectors in Si CMOS." 22nd International Microwave and Radar Conference (MIKON), Poznan, 2018, *žodinis pranešimas*.
8. S. Pralgauskaitė, K. Ikamas, J. Matukas, A. Lisauskas, V. Jakštas, V. Janonis, I. Kašalynas, P. Prystawko, and M. Leszczynski, "Carrier trapping in the terahertz bow-tie diode based on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures." 22nd International Microwave and Radar Conference (MIKON), Poznan, 2018, *žodinis pranešimas*.
9. K. Ikamas, D. Čibiraitė, A. Lisauskas, M. Bauer, V. Krozer, and H. G. Roskos, "Ultrabroadband Terahertz Power Detectors based on 90-nm Silicon CMOS Transistors". 43 International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Nagoya, Japan, 2018, *žodinis pranešimas*.
10. H. G. Roskos, M. Bauer, K. Ikamas, F. Ludwig, and A. Lisauskas, "THz Detection With Field-effect Transistors: The Role Of Plasma Waves And Of Thermoelectric Contributions". 43 International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Nagoya, Japan, 2018, *žodinis pranešimas*.

## Ginamieji teiginiai

1. Analitiniame plazmoninio maišymo modelyje būtina įskaityti galios praradimą parazitiniuose elementuose, kanalo ir antenos impedansų nesuderinamumą ir dalinio plazmonų ekranavimo įtaką kanalo impedansui. Tuomet



modelis leis tiksliau už kitus, literatūroje aprašytus ar aukštadažnės elektronikos pramonėje naudojamus standartinius modelius, įvertinti plačiajuosčių tranzistorinių detektorių jautrį aukštuose, ypač viršijančiuose 1 THz, dažniuose.

2. Pagerintas analitinis modelis, dizainas su kelių metalo sluoksnių paviršine antena, ir Si KMOP technologijos privalumai leidžia sukurti itin jautrius, plačiajuosčius tiesinius tranzistorinius detektorius, kurie savo veikos parametrais lenkia kito dizaino ir/arba medžiagų sistemoje pagamintus tranzistorinius detektorius. Sukurti detektoriai su peteliškės formos antena turi beveik plokštų jautrį 1,5 THz ir platesnėje dažnių srityje ir minimalią  $45 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  efektingą triukšmo galią.
3. Sukurti plačiajuosčiai, masinės gamybos potencialą turintys Si KMOP ir plačios draustinės juostos AlGaIn/GaN tranzistoriniai detektoriai, tinkami efektyviam pagrindinių mažos ir vidutinės galios nuostovios ir impulsinės veikos THz šaltinių stebėjimui kambario temperatūroje. Detektoriai pasižymi dideliu veikos lankstumu: jų atsakas tiesiškai proporcingas spinduliuotės galiai plačiame užtūros įtampų (viršijančių slenkstinę įtampą) ir šaltinio maksimalių momentinių galių (nuo kelių nW iki kelių šimtų mW) srityje.
4. Stipraus signalo veikoje, kai THz spinduliuotės amplitudė tranzistoriaus įėjime viršija šiluminę įtampą (keliasdešimt mV kambario temperatūroje Si KMOP 90 nm tranzistoriams), visuose tranzistoriniuose THz detektoriuose turi būti stebimi lyginimo netiesiškumai. Reiškinyms tinkamas laikinems pikosekundžių trukmės THz impulsų charakteristikoms nustatyti ir stebėti taikant standartines metodikas, tokias kaip netiesinę interferometrinę autokoreliaciją.

## Autoriaus indėlis

Disertacijos autorius atliko Si KMOP detektorių dizaino kūrimo ir paruošimo gamybai bei eksperimentams dalį darbų. Taip pat autorius atliko Si KMOP ir AlGaIn/GaN įrenginių teorinio modeliavimo, naudojant programinius paketus „MatLab“ ir „Keysight ADS“, dalį darbų. Autorius atliko beveik visus, disertacijoje aprašytus, eksperimentinius matavimus ir prisidėjo prie stendų kūrimo darbų, sukūrė duomenų nuskaitymo ir matavimų automatizavimo kompiuterines programas. Autorius ruošė straipsnių, susijusių su disertacijos tema, rankraščius, taip pat dalyvavo rengiant pranešimus konferencijoms, iš kurių keturis pristatė pats.

Dalis rezultatų gauti bendradarbiaujant su kitomis laboratorijomis: prof. H. Roskos vadovaujama Ultrasparčiųjų procesų laboratorija (Fizikos institutas,

Goethe universitetas, Frankfurtas prie Maino, Vokietija), prof. J. Mangeney vadovaujama Pierre Aigrain laboratorija („Ecole Normale Superieure” institutas, Paryžius, Prancūzija), Vokietijos kosminio centro Optinių detektorių sistemų instituto THz spektroskopijos laboratorija (Berlynas, Vokietija), prof. A. Krotkaus vadovaujama Ultrasparčiosios optoelektronikos laboratorija (FTMC, Vilniaus Universitetas, Lietuva).

## **Disertacijos struktūra**

Disertaciją sudaro šeši skyriai ir vienas priedas. Pirmame skyriuje pateikiamas teorinis tranzistorinių detektorių modelio pagrindas – plazmoninį maišymą tranzistoriaus kanale aprašančios hidrodinaminio modelio lygtys ir jų alternatyva – paskirstytos perdavimo linijos modelis. Skyriuje taip pat pateikiamos vieno iš svarbiausių pagrindinės detektoriaus veikos parametrų – kanalo banginės varžos (impedanso), formulės.

Antrame skyriuje apžvelgti TeraFET modeliavimo aspektai ir akcentuojami faktoriai, turintys įtakos įrenginio veikos parametrams. Parodyta, kodėl tranzistoriniuose detektoriuose nestebimas originaliuose ir TeraFET kūrimą inspiravusiuose Dyakonov-Shur darbuose prognozuotas ženklus jautrio padidėjimas rezonansinio plazmoninio maišymo režime. Trečias skyrius dedikuotas plačiau josčių Si KMOP 90 nm TeraFET kūrimo aspektams. Skyriuje taip pat pateikta detektorių charakterizavimo metodika ir pagrindiniai rezultatai.

Ketvirtame ir penktame skyriuose aprašytos tranzistorinių detektorių taikymo galimybės. TeraFET naudoti dviejų tipų impulsinių šaltinių: THz kvantinių pakopinių lazerių (skyrius 4) ir fotolaidžios THz antenos (skyrius 5), skleidžiamos THz spinduliuotės detekcijai. Penktame skyriuje pateiktas tiesinės interferometrinės autokoreliacijos matavimų metodikos aprašymas bei AlGaIn/GaN TeraFET įrenginio jautrio modeliavimo rezultatai.

Šeštas skyrius dedikuotas detektorių lyginimo netiesiškumo tyrimams. Pateikta netiesinės interferometrinės autokoreliacijos matavimų metodika bei rezultatai. Atskirame skyriuje apibendrinami nuveikti darbai ir pateikiamos pagrindinės išvados.

Prieduose pateiktas išsamesnis teorinio modelio lygčių išvedimas.

# Skyrius 1

## Plazmoninio lyginimo lauko tranzistoriuje modelis

Puslaidininkinių technologijų eros pradžioje, elektrinės įrenginių ypatybės būdavo įvertinamos taikant paprastą analitinį modelį, kurio pagrindas – dar XX a. pradžioje P. Drude sukurta kinetinė teorija. Šis modelis literatūroje dažnai vadinamas dreifo-difuzijos (DD) modeliu. Taikant jį realių įtaisų aprašymui naudojami įvairūs artiniai, tokie kaip priemaišų profilių ar įrenginio geometrijos supaprastinimai. Nepaisant šių artinių, DD modelis ilgą laiką leido gana tiksliai numatyti pagrindines veikos charakteristikas. Technologijos vystėsi, įrenginiai sudėtingėjo ir mažėjo, didėjo jų veikos greitis. Sudėtingėjo ir dreifo-difuzijos modelis, kol galų gale buvo pasiektos fundamentinės, fizikiniais dėsniais nusakytos, jo galiojimo ribos. Elektrinių įrenginių modeliavimo fronte Drude kinetinę teoriją pakeitė kitos teorijos, kurių pagrindas gali būti tiek klasikinės fizikos metodai, tokie kaip Boltzmann'o transporto lygtys, tiek ir kvantinės fizikos formalizmas, įskaitant daugiadalelę Schrödinger'io lygtį.

Idėja panaudoti lauko tranzistorius THz bangų detekcijai priklauso M. Dyakonov'ui ir M. Shur'ui [6, 20]. 1996 metais jų pateiktas detekcijos principas pagrįstas hidrodinaminiu pernašos modeliu [21], kuris tranzistoriaus kanale susidariusias dvimačių elektronų dujas traktuoja kaip klampų skystį. Krintanti THz spinduliuotė sukelia kolektyvius krūvininkų virpesius – plazmines bangas. Detekcijos galimybė susidaro dėl lauko tranzistoriaus netiesinių savybių, kurios lemia kintamosios srovės, kurią sukuria krintanti THz spinduliuotė, lyginimą. Kaip atsakas susikuria nuolatinės įtampos arba srovės sandas tarp santakos ir ištakos, kurio dydis proporcingas spinduliuotės galiai. Vėliau parodyta, kad šis lyginimas yra varžinio signalų keitimo,

dar žinomo kaip kvazistatinė lauko tranzistoriaus veika [4], pasekmė. Verta pažymėti, kad pirmieji plazminių virpesių dvimačiuose elektronuose ir struktūrose teoriją aprašė A. Chaplik'o grupė 1972 metais [22].

XX amžiaus pabaigoje pasirodė Dyakonov ir Shur straipsniai [6,20] paskatino mokslininkų ir inžinierių bendruomenę pradėti kurti tranzistorinius THz detektorius ir šaltinius. Tačiau pradinė plazmoniniu maišymu grįsto lyginimo teorija remiasi visa eile artinių ir įrenginio sandaros supaprastinimais, kurie trukdo įvertinti realių THz detektorių veikos parametrus. Per daugiau nei 20 metų detektorių su lauko tranzistoriais modelis gerokai patobulintas. Prie šio proceso daug prisidėjo prof. A. Lisausko ir prof. H. Roskos vadovaujamos mokslininkų grupės.

Šiame skyriuje pateikiamas teorinis tranzistorinių detektorių modelio pagrindas – plazmoninį maišymą tranzistoriaus kanale aprašančios hidrodinaminio modelio lygtys ir jų alternatyva – signalų perdavimo paskirstytų parametrų grandine modelis. Skyriuje taip pat pateikiama vienos svarbiausių detektoriaus veikos parametrų – kanalo banginės varžos, formulės. Pateiktos teorinės prielaidos toliau bus vystomos antrame skyriuje, kuriame bus apžvelgti TeraFET modeliavimo aspektai ir akcentuojami faktoriai, turintys įtakos įrenginio veikos parametrams.

Nedidelė skyriaus medžiagos dalis atspausdinta straipsnyje [23]. Likusi medžiaga paruošta remiantis literatūros šaltiniais, iš kurių pagrindiniai yra [10,24] ir [25].

## 1.1 Klasikinė signalų detekcijos lauko tranzistoriais teorija

THz signalų detekcija lauko tranzistoriais aprašoma specialia teorija. Klasikiniai metodai tiesiogiai nepritaikomi THz dažnių sričiai. Tačiau norint suprasti THz detektoriaus veikimo principą, susipažinti su įprasta teorija būtina.

Klasikinės detekcijos lauko tranzistoriais pagrindas – varžinis signalų dažnių keitimas. Jis susijęs su beveik statine veika, kuri dar vadinama kvazistatine (toliau žymima trumpiniu QS). Termodinamikos teorija teigia, kad procesas vadinamas kvazistatiniu tuomet, kai sistema, kurioje vyksta šis procesas, išlieka vidinėje pusiausvyroje [26, p. 20-21]. Kitais žodžiais, QS procesas nekeičia sistemos termodinaminių dydžių.

Bendra metalo-oksido-puslaidininkio lauko tranzistoriaus (MOPLT) santakos srovę aprašanti formulė yra pakankamai sudėtinga [27, p. 305]. Mes apsiribosime tik jos artiniu, kai kanale susidaro stipri inversija. Šioje tranzistoriaus veikoje  $V_g$  –

$V_{th} \gg V_T$ , čia  $V_g$  – įtampa tarp užtūros ir ištakos,  $V_{th}$  – slenkstinė įtampa,  $V_T = k_B T/q$  – šiluminė įtampa,  $k_B$  – Boltzmann'o konstanta,  $q$  – elementarus krūvis,  $T$  temperatūra. Nors daugelis šiame darbe aprašytų įtaisų veikia esant artimai slenkstinei įtampai, t. y. esant nestipriai inversijai, toliau šiame skyrelyje pateiktos formulės leis suprasti bendrus detekcijos principus.

Stiprios inversijos atveju lauko tranzistoriaus santakos srovė  $I_d$  užrašoma gerai žinoma išraiška, išreiškiančią įtaiso kvazistatinę veiką [27, p. 305]:

$$I_d = G_{ds} V_{ds} = \mu C_{ox} \frac{W}{L} (V_g - V_{th} - \frac{V_{ds}}{2}) V_{ds}. \quad (1.1)$$

Čia  $\mu$  – elektronų judris,  $W$  ir  $L$  – kanalo plotis ir ilgis,  $V_{ds}$  – įtampa tarp santakos ir ištakos,  $G_{ds}$  – kanalo elektrinis laidis.

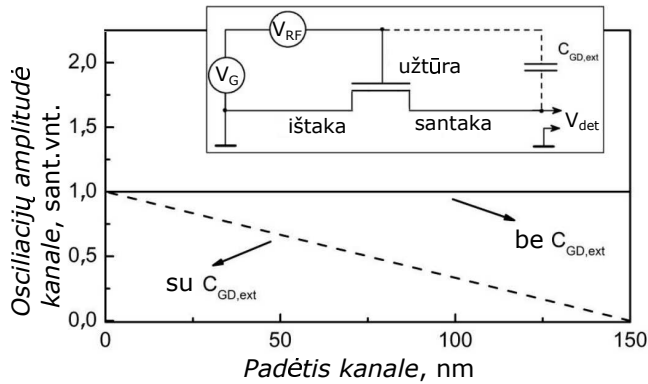
Jei kintamasis signalas  $V_a \sin \omega t$  cikliniu dažniu  $\omega$  moduliuoja ir įtampą  $V_{ds}$ , ir kanalo laidį  $G_{ds}$ , tai santakos srovė priklauso nuo abiejų šių dydžių sandaugos. Kitais žodžiais, srovės išlygintas sandas proporcingas signalo amplitudės kvadratui  $V_a^2$ , t. y. signalo galiai. Tokia detekcija vadinama kvadratine detekcija.

(1.1) lygtis rodo, kad du susieti signalai gali iš principo lemti kvadratinę detekciją lauko tranzistoriumi. Kokiais būdais galima pasiekti dvigubą moduliaciją? Vienas iš žadinimo variantų – pridėti signalą tarp užtūros ir ištakos. Tuomet  $V_{gs} = V_g + V_a \sin \omega t$ . Bet kyla klausimas, kaip pridėti tą patį signalą tarp ištakos ir santakos? Šis uždavinys išsprendžiamas sujungus užtūrą su santaka išoriniu kintamąjį signalą šuntuojančiu kondensatoriumi  $C_{GD,ext}$  (1.1 pav.). Čia verta pažymėti, kad aukštų dažnių ruože, kai klasikinis varžinis maišymas nebegalioja, šuntuojantis kondensatorius nebebūtinai – tranzistorius gali veikti kaip kvadratinis detektorius ir be šio papildomo grandinės elemento (žr. 1.8 skyrelyje).

Kitas signalo prijungimo variantas – šaltinis jungiamas prie santakos ir ištakos, prie užtūros pridamas tik pastovus priešįtampis, bet užtūros šaltinis veikia kaip kintamojo signalo šuntas. Šiuo atveju tik antras (1.1) lygties narys  $V_{ds}$  įtakoja santakos srovę. Kadangi tranzistoriaus kanalo laidis priklauso nuo įtampos tarp užtūros ir ištakos, tai signalo keitimas gaunamas ir be papildomo išorinio šuntavimo.

Abiem jungimo atvejais nuolatinės srovės sandas [29]:

$$I_{det} = \langle I_d \rangle = G_{ds} \frac{V_a^2}{4(V_g - V_{th})}, \quad (1.2)$$



1.1 pav.: Lyginimas su ir be šuntuojančios elektrinės talpos. Viršuje: tranzistoriaus, elektrinės talpos ir įtampos šaltinių sujungimo schema. Apačioje: osciliacijų amplitudės pasiskirstymas kanale.  $V_{det}$  – detektoriaus įtampos atsakas,  $V_{RF} = V_a \sin \omega t$  – kintamo signalo šaltinis. Adaptuota pagal [28, p. 237].

o išlyginta nuolatinė įtampa išvestyje:

$$V_{det} = \langle V_{gs} \rangle = \frac{I_{det}}{G_{ds}} = \frac{V_a^2}{4(V_g - V_{th})}. \quad (1.3)$$

Pateiktas klasikinis varžinis lyginimas taikomas tik tuomet, kai lauko tranzistorius žadinamas žemesniu nei ribinis dažniu, kurį apsprendžia įrenginio parametras  $f_T$  (tai dažnis, ties kuriuo tranzistoriaus srovės stiprinimo koeficientas lygus 1). Šis dažnis paprastai nurodomas stiprios inversijos veikai. Pačių pažangiausių lauko tranzistorių  $f_T$  jau viršijo 700 GHz ribą [30, 31]. Dar aukštesniuose dažniuose tranzistoriai vis dar gali veikti lyginimo režime. Jo aprašymui taikomi kiti fizikiniai ir elektrinių aukštadažnių grandinių modeliai, kuriuos toliau apžvelgsime.

## 1.2 Krūvininkų transporto modeliai

Puslaidininkų elektronikos eros pradžioje elektrinės įrenginių charakteristikas buvo galima gana tiksliai įvertinti, taikant paprastą analitinį dreifinio ir difuzinio krūvininkų judėjimo kristale modelį (angl. *drift-diffusion model*). Šio modelio pagrindas – dar XX a. pradžioje P. Drude sukurta kinetinė teorija. Nežiūrint to, kad DD modelis yra tik apytikslis, tačiau dėl savo paprastumo ir patogumo jis iki šiol dažnai naudojamas metalų ir puslaidininkų atsako į kintamus, periodinius laukus kokybinei analizei.

Puslaidininkų elektronikai sparčiai vystantis, įrenginių matmenys pasiekė submikroninius dydžius ir analitiniame DD modelyje postuluotos pradinės teorinės prielaidos nebegaliojo. Paprasta teorija netinka ir tuomet, kai krūvininkai veikiami stiprių arba labai aukšto dažnio laukų. Siekiant tiksliau aprašyti krūvininkų transportą, sukurti sudėtingesni klasikiniai arba kvantiniai modeliai, pvz., skaitinis dreifinį ir difuzinį krūvininkų judėjimą aprašančių lygčių sprendimas, dar tikslesnis Boltzmann'o transporto lygčių sprendimas „Monte Carlo” metodu arba Green'o funkcijų metodas.

Pagrindiniai, šiam darbui aktualūs kvaziklasikiniai ir kai kurie kvantiniai artutiniai modeliai išvardinti lentelėje 1.1. Metodai surikiuoti didėjančio tikslumo ir sudėtingumo kryptimi. Išliekant klasikinės fizikinės teorijos rėmuose, paprasčiausiai realizuojamas sutelktiniais elektrinių grandinių elementais paremtas artinys. Hidrodinaminėmis lygtimis grįstas modelis gana gerai aprašo lauko tranzistorių elektrinį atsaką į aukšto dažnio (virš 100 GHz) spinduliuotę. Sudėtingiausias, bet tiksliausias sprendinius duodantis Boltzmann'o transporto lygčių sprendimas naudojamas aprašyti papildomus fizikinius reiškinius tranzistoriuje, tokius kaip elektronų kaitimą kanale [32, 33]. Kvantinės pataisos reikalingos ypač mažų matmenų (kelių arba keliasdešimt nanometrų eilės) prietaisams, arba kvantiniams puslaidininkiniams dariniams, tokiems kaip kvantinės vielos ar taškai.

Šiame darbe aprašytų tranzistorinių detektorių teoriniai veikos parametrai skaičiuoti naudojant modelį, kurio pagrindą sudaro hidrodinaminės lygtys. Prieš pereidami prie jų apžvelkime lygčių ištakas – Boltzmann'o krūvininkų transporto lygtį.

### 1.3 Boltzmann'o krūvininkų transporto lygtis

Kuomet puslaidininkiniame kristale elektronai ir skylės yra termodinaminėje pusiausvyroje, jų pasiskirstymą aprašo Fermi-Dirac'o funkcija [35, 36]

$$f_{\mathbf{k}}^0(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) + 1}, \quad (1.4)$$

čia  $E$  – dalelės kinetinė energija, priklausanti nuo padėties vektoriaus  $\mathbf{r}$  ir kvaziimpulso  $\mathbf{k}$ ,  $E_F$  – Fermi energija. Kvaziimpulsą ir impulsą  $\mathbf{p}$  sieja ryšys  $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ . Temperatūra  $T$  paprastai lygi kristalo gardelės temperatūrai, nes krūvininkai yra termodinaminėje pusiausvyroje. Veikiama išorinės jėgos  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$  sistema išvedama iš termodinaminės pusiausvyros. Tokiu atveju krūvininkų pasiskirstymo funkcija skiriasi nuo Fermi-Dirac funkcijos,  $f_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) \neq f_{\mathbf{k}}^0$  ir ją apibrėžia kinetinė Boltz-

1.1 lentelė: Krūvininkų transporto modelių hierarchija. Pateikti tik šiame darbe minimi modeliai, surikiuoti didėjančio sudėtingumo ir tikslumo tvarka. Adaptuota pagal [34]

apytiksliai, paprasti		
Klasikiniai metodai	<b>Modelis</b>	<b>Paskirtis, tinkamumo ribos</b>
		Sutelktasis elementas
	Dreifo ir difuzijos lygtys	Tinkamas matmenims $> 0,5 \mu\text{m}$
	Hidrodinaminės lygtys	Dažniams virš $\sim 100 \text{ GHz}$ arba/ir matmenys $50 \text{ nm} \div 0,5 \mu\text{m}$
	Boltzmanno'o transporto lygtis (Monte Karlo metodas)	Tikslus klasikinio artinio sprendinys
Kvantiniai metodai	Kvantinė hidrodinamika	Klasikinė hidrodinamika su kvantinėmis pataisomis
	Kvantinė kinetinė lygtis	Tikslus vienadalelio uždavinio sprendimas
	Greeno funkcijų metodas	Įskaito erdvinės ir laikines dalelių koreliacijas
	Daugiadalelė Šredingerio lygtis	Išsprendžiama tik nedideliame dalelių kiekiu
tikslūs, sudėtingi		

mann'o transporto lygtis (toliau BTL) [36]

$$\frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} = C \{f_{\mathbf{k}}\}. \quad (1.5)$$

Čia  $\mathbf{v}$  – krūvininkų greitis, o  $C \{f_{\mathbf{k}}\}$  – vadinamasis dūžių integralas, aprašantis sklaidos sąlygotą elektronų skaičiaus kitimą būsenoje  $(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ . Bendroju atveju  $C \{f_{\mathbf{k}}\}$  užrašomas sudėtingu pavidalu ir įskaito įvairius elektronų sklaidos sistemoje procesus.

Pateikta Boltzmann'o lygties forma užrašyta darant prielaidą, kad elektronai paklūsta kvaziklasikinės dinamikos dėsniams. Ta integralinė-diferencialinė lygtis septynmatėje erdvėje, o  $f_{\mathbf{k}}$  yra kintamųjų  $\mathbf{r}, \mathbf{k}$  ir laiko  $t$  funkcija. Lygtį galima spręsti taikant skaitinius integralinių ir diferencialinių narių diskretizavimo metodus, tačiau jie reikalauja labai daug laiko ir kompiuterinių resursų. Vienas iš plačiausiai naudojamų ir pakankamai tikslus rezultatus duodančių skaitinių metodų yra „Monte Carlo“ [34]. Deja, jis tinka ne visuomet. Kai tranzistoriaus kanale esantys elektronai smarkiai įkaista arba jų koncentracija maža, „Monte Carlo“ modeliavimo rezultatai pasižymi per didelėmis, netoleruotinomis variacijomis [37].

Kitas bendrosios Boltzmann'o lygties sprendimo kelias yra pasiskirstymo funkcijos skleidimas sferinių harmoninių funkcijų eilute, atmetant aukštesnio laipsnio narius [38]. Tokiu būdu pavyksta sumažinti skaičiavimui reikalingus resursus, tačiau dėl to gali nukentėti sprendinių tikslumas [24]. Šiame darbe nesprenžžiama bendroji



BTL, dėl to toliau nesigilinta į šiuos metodus.

Verta pažymėti, kad BTL yra mikroskopinė lygtis, aprašanti pavienes daleles, tačiau prietaisų modeliuose paprastai siekiama nustatyti viso dalelių ansamblio elgseną. Suvidurkintos makroskopinės fizikinės charakteristikos gaunamos iš pasiskirstymo funkcijos  $f_{\mathbf{k}}$ , sumuojant jos ir nagrinėjamos makroskopinės fizikinės charakteristikos mikroskopinio atitikmens  $\Phi(\mathbf{k})$  sandaugą pagal visas mikroskopinės dalelės būsenas  $\mathbf{k}$  [24]

$$\langle \Phi(\mathbf{k}) \rangle = A \int \Phi(\mathbf{k}) f_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) d\mathbf{k}. \quad (1.6)$$

Čia operatorius  $\langle \cdot \rangle$  žymi vidurkį. Kai skaičiuojame fizikinio dydžio tankį tūrio vienetui, konstanta  $A$  trimačiu elektronų dujų atveju lygi  $1/4\pi^3$ , o dvimačiu dujų –  $1/2\pi^2$ . Kitu atveju šiuos dydžius reikia dauginti iš prietaiso tūrio arba paviršiaus ploto.

Paprasčiausias pasiskirstymo funkcijos integravimo rezultatas – krūvininkų tankis:

$$n(\mathbf{r}, t) = A \int f_{\mathbf{k}} d\mathbf{k} = \langle 1 \rangle. \quad (1.7)$$

Panašiu būdu galime gauti vidutinį greitį  $m^* \mathbf{u}$  ir energijos tankį  $(n\omega)$  [39]

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \frac{A}{n} \int \mathbf{v} f_{\mathbf{k}} d\mathbf{k} = \langle \mathbf{v} \rangle, \quad (1.8)$$

$$(n\omega)(\mathbf{r}, t) = An \int \frac{m^* |\mathbf{v}|^2}{2} f_{\mathbf{k}} d\mathbf{k} = \langle E \rangle, \quad (1.9)$$

čia  $m^*$  – krūvininko efektinė masė. Literatūroje (1.7)–(1.9) lygtys dar vadinamos funkcijos  $f_{\mathbf{k}}$  *nulinio, pirmuoju ir antruoju momentais*, nes iš esmės gaunamos integruojant atitinkamo laipsnio kvaziimpulsus  $\mathbf{k}$  [40, p. 59].

Suskaičiavę vidutinį greitį ir dalelių tankį, nesunkiai galime surasti ir elektros srovės tankį, kuris lygus

$$\mathbf{j} = -q n \mathbf{u}. \quad (1.10)$$

Puslaidininkinių modeliavime iš Boltzmann'o transporto lygčių įprastai išvedamos trys lygtys: viena dalelių tolydumo – krūvininkų  $n(\mathbf{r}, t)$  bei dvi srauto tolydumo – srovės tankio  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$  ir kinetinės energijos  $(n\omega)(\mathbf{r}, t)$ . Išvedimui naudojami du metodai: taip vadinami hidrodinaminis ir energijos transporto [41, p.350]. Pirmajame

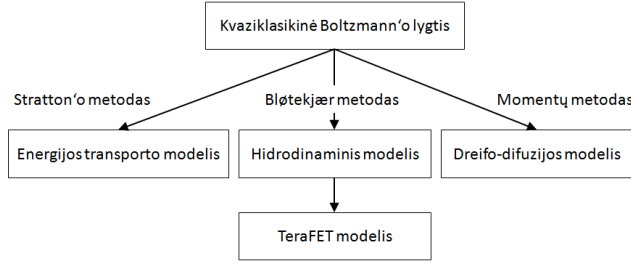
metode BTL lygtys sprendžiamos pritaikius momentų metodą, kurio esmė – Boltzmann'o (1.5) lygtis dauginama iš atitinkamo momento ( $n$ ,  $\mathbf{j}$  ir  $(nw)$ ) ir integruojama  $\mathbf{k}$  erdvėje. Sklaidos efektai išreiškiami per makroskopinius relaksacijos laikus, kurie gaunami suvidurkinus mikroskopinius relaksacijos laikus pagal pasiskirstymo funkciją. Hidrodinaminis metodas vadinamas dėl to, kad išėitinės lygtys primena skysčių dinamikoje naudojamas hidrodinaminis srautus aprašančias lygtis. Vienas pirmųjų puslaidininkiams skirtas hidrodinaminis lygtis 1970 metais išvedė norvegų mokslininkas Kjøll Bløtekjær [42]. Vėliau metodą patobulino G. Baccarani's su M. Wordeman'u, įvesdami dalelių difuziją ir šilumos srautą [43].

Antrajame, energijos transporto metode, BTL dūžių integralas aproksimuojamas mikroskopiniu relaksacijos laiku. Ši metodą vienas pirmųjų pasiūlė JAV mokslininkas Robertas Stratton'as 1962 metais [44].

Tiek vienu, tiek kitu metodu gaunamos galutinės lygtys panašios. Abu metodai duoda gerus modeliavimo rezultatus ir laikomi lygiaverčiais [41, p. 350]. Toliau susikoncentruosime ties hidrodinaminėmis transporto lygtimis, nes jų pagrindu išvestas šiame darbe nagrinėjamas tranzistorinių THz detektorių modelis.

Verta pažymėti, kad transporto lygčių išvedime dažnai naudojama visa eilė supaprastinimų. Pavyzdžiui, hidrodinaminis lygčių išvedime neretai daroma prielaida, kad energijos slėniai yra parabolinės formos, o pasiskirstymo funkcija – izotropinė [24]. Dėl tokių supaprastinimų gaunamos lygtys aprašo įrenginiuose vykstančius fizikinius reiškinius tik apytiksliai ir reikalauja papildomo tikrinimo, lyginant su tikslesniais, skaitiniais arba mažiau aproksimacijų naudojančiais analitiniais sprendiniais.

1.2 pav. parodyti ryšiai tarp aukščiau aprašytų modelių ir jų išvedimo metodai. Žinoma, transporto puslaidininkuose teorija apima žymiai daugiau su BTL susijusių modelių. R. Stratton'o energijos transporto ir K. Bløtekjær hidrodinaminis modeliai yra apytiksliai ir aprašo tik krūvininkų ir kinetinės energijos pernašą kristale. Papildomų procesų, tokių kaip šilumos srauto, greičio perviršio ar fizikinių charakteristikų anizotropiškumo aprašymui naudojami išplėstiniai modeliai. Jie išvedami iš Boltzmann'o lygties taikant kitus metodus (pvz., jau minėtas lygties skleidimas sferinėmis harmoninėmis funkcijomis) arba įtraukiant papildomus, aukštesnės eilės momentus (pavyzdžiui, išplėstiniam hidrodinaminiam modelyje papildomai imamas energijos srauto momentas  $\mathbf{v}E$ ). Išplėstiniai modeliai detaliam išnagrinėti literatūroje [24, 40, 41], bet šiame darbe nenaudoti.



1.2 pav.: Supaprastinta krūvininkų transporto modelių hierarchija. Parodyti tik šiame skyriuje daugiau aprašyti modeliai bei jų pagrindiniai išvedimo metodai. Tiek Stratton'o, tiek ir Bløtekjær metodų pagrindas yra momentų metodas, tik naudojami skirtingi artiniai.

## 1.4 Hidrodinaminis krūvininkų transporto modelis

Šiame darbe nagrinėjamų puslaidininkinių tranzistorių atsako į THz spinduliuotę analitinis modelis, išvestas redukuojant hidrodinaminio transporto modelio (toliau HTM) lygtis. Pirmieji tą padarė M. Dyakonov ir M. Shur paskutiniame XX a. dešimtmetyje [6, 20].

Bendrasis K. Bløtekjær pasiūlytas hidrodinaminio transporto lygčių išvedimas iš Boltzmann'o lygčių tinka bet kokiai pasiskirstymo funkcijos formai ir energijos lygmenų struktūrai. BTL dauginama iš nulinio, pirmojo ir antrojo momentų (atitinkamai,  $n$ ,  $\mathbf{v}$  ir  $(n\mathbf{v})$ ) ir tuomet integruojama  $\mathbf{k}$  erdvėje. Gautos momentų lygtys gali būti užrašytos tokiu pavidalu [24]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(n\mathbf{v})}{\partial t} = nC_n, \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial(n\mathbf{p})}{\partial t} + \frac{\partial(n\hat{U})}{\partial \mathbf{r}} - n\mathbf{F} = nC_p, \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial(nw)}{\partial t} + \frac{\partial(n\mathbf{S})}{\partial \mathbf{r}} - n\mathbf{v}\mathbf{F} = nC_E. \quad (1.13)$$

Čia  $\mathbf{p}$  – krūvininkų impulsas,  $\hat{U}$  – energijos tenzorius,  $\mathbf{S}$  – energijos srautas,  $C_{n,p,E}$  – atitinkamų momentų dūžių integralai. Pateiktos HTM lygtys aprašo krūvininkų, srovės ir energijos srautų tolydumą. Jų sprendimas nelengvas ir reikalauja daug skaičiavimo ir laiko resursų. Praktikoje (1.11)–(1.13) redukuojamos iki paprastesnio pavidalo. Vienas iš dažnai puslaidininkinių įrenginių modeliavime naudojamų artinių – makroskopinis relaksacijos artinys, Boltzmann'o lygties dūžių integrale paliekantis tik impulso ir energijos relaksacijos trukmes, atitinkamai,  $\tau_p$  ir  $\tau_E$ .

Tokiu būdu (1.5) lygtis įgyja paprastesnį pavidalą [24, 41]:

$$\frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} = - \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0}{\tau(\mathbf{r}, E)}, \quad (1.14)$$

čia  $\tau(\mathbf{r}, E)$  yra trukmė, per kurią išvesta iš pusiausvyros sistema, su pasiskirstymo funkcija  $f_{\mathbf{k}}$ , grįžta į pusiausvyros būseną  $f_{\mathbf{k}}^0$ , o pagrindiniai relaksacijos procesai yra impulso ir energijos sklaida.

Tuo atveju, kai nagrinėjame krūvininkus puslaidininkiniame įrenginyje ir juos veikia tik viena išorinė jėga – Coulomb'o, tuomet  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -q\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ , čia  $\mathcal{E}$  – elektrinio lauko stipris. BTL galime perrašyti taip:

$$\frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} - \frac{q}{\hbar} \mathcal{E} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial k} = - \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0}{\tau(\mathbf{r}, E)}. \quad (1.15)$$

Makroskopiniame relaksacijos artinyje HTM lygtyse esantys dūžių integralai užrašomi nesudėtinga forma:

$$C_n = 0, \quad C_p = -\frac{p}{\tau_p}, \quad C_E = \frac{-w - w_0}{\tau_E}, \quad (1.16)$$

čia  $w_0$  yra vidutinė termodinaminėje pusiausvyroje esančių krūvininkų energija.

Hidrodinaminio transporto (1.11)–(1.13) lygčių sistema neuždara: joje kintamųjų daugiau nei lygčių. Ši problema įprastai sprendžiama įvedant dar vieną artinį – tariant, kad energijos lygmenys yra parabolinės formos. Tuomet sistema tampa uždara, nes kintamuosius  $\mathbf{p}$ ,  $\hat{U}$  ir  $w$  galima išreikšti krūvininkų greičiu [39]:

$$\mathbf{p} = m^* \mathbf{u}, \quad (1.17)$$

$$\hat{U} = \frac{m^*}{n} \langle \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} \rangle = \frac{m^*}{n} \langle \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \rangle + m^* \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}, \quad (1.18)$$

$$w = \frac{m^*}{2n} \langle \mathbf{v}^2 \rangle = \frac{m^*}{2n} \langle \mathbf{c}^2 \rangle + \frac{1}{2} m^* u^2. \quad (1.19)$$

Čia krūvininkų greitis  $\mathbf{v}$  išreikštas kaip vidutinio greičio  $\mathbf{u}$  ir atsitiktinės dalies  $\mathbf{c}$  suma  $\mathbf{v} = \mathbf{c} + \mathbf{u}$ . Operatorius  $\otimes$  žymi diadinę vektorių sandaugą ir grąžina trimatį tenzorių, kurio nariai yra  $v_i v_k$  su indeksais  $i, k = 1, 2, 3$ .

Kintamosios greičio dalies diadinė sandauga dažnai užrašoma kaip krūvininkų temperatūros tenzorius  $\hat{T}$  ir  $k_B n / m^*$  sandauga, su sąlyga, kad krūvininko efektinė masė yra izotropinė ir nepriklauso nuo kvaziimpulso [45]. Šis artinys dažnai teisingas, dėl stiprios krūvininkų sklaidos. Tenzorių  $\hat{T}$  galima užrašyti kaip krūvininkų temperatūros  $T$  ir vienetinio tenzorius  $\hat{I}$  skaliarinės sandaugos artinį  $\hat{T} \approx T \hat{I}$ .

Tuomet paskutines formules galime perrašyti tokia forma:

$$\mathbf{p} = m^* \mathbf{u}, \quad (1.20)$$

$$\hat{U} = k_B T \hat{I} + m^* \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}, \quad (1.21)$$

$$w = \frac{3}{2} k_B T + \frac{1}{2} m^* u^2. \quad (1.22)$$

Įrašę (1.17) į (1.16) pertvarkome ir impulsinio momento dūžio integralo išraišką į  $\mathbf{C}_p = -\mathbf{u}/\tau_p$ . Šis ryšys dažnai užrašomas naudojant ne relaksacijos laiką, bet krūvininkų judrį:  $\mathbf{C}_p = -q\mathbf{u}/\mu$ . Verta pažymėti, kad krūvininkų judrį ir relaksacijos laiką siejanti lygtis  $\mu = q\tau_p/m^*$  galioja tik parabolinių energijos lygmenų atveju.

Energijos srauto tankis  $n\mathbf{S}$  irgi dažnai supaprastinamas. Savo darbe K. Bløtekjær naudojo tokį artinį [42]:

$$n\mathbf{S} = (w + k_B T)n\mathbf{u} - \kappa(T)\frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}, \quad (1.23)$$

čia  $\kappa(T)$  – savitasis šiluminis laidis.

Panaudojus visus aukščiau paminėtus artinius bei perrašius hidrodinaminio transporto (1.11)–(1.13) lygtis srovės tankiui  $\mathbf{j}$ , gauname tradicinį hidrodinaminį modelį, aprašantį transporto procesus sistemoje su paraboliniais krūvininkų energijos lygmenimis:

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial \mathbf{r}} = q \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (1.24)$$

$$\mathbf{j} - \frac{\tau_p}{q} \frac{\partial (\mathbf{j} \otimes \frac{\mathbf{j}}{n})}{\partial \mathbf{r}} = \mu k_B \frac{\partial (nT)}{\partial \mathbf{r}} \hat{I} + qn\mu \boldsymbol{\mathcal{E}} - \tau_p \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \quad (1.25)$$

$$\frac{\partial (n\mathbf{S})}{\partial \mathbf{r}} = -\frac{\partial (n\mathbf{w})}{\partial t} + \boldsymbol{\mathcal{E}} \mathbf{j} - n \frac{w - w_0}{\tau_E}, \quad (1.26)$$

$$n\mathbf{S} = (w + k_B T)\mathbf{j} - \kappa(T)\frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}. \quad (1.27)$$

Šiame skyriuje pateikiamos galutinės HTM lygtys be detalesnio išvedimo. Pirmųjų dviejų lygčių išvedimas iš Boltzmann'o transporto lygties pateiktas Priede A.

Paskutinė (1.27) lygtis padeda uždaryti lygčių sistemą. Sistema aprašo elektronų transportą puslaidininkiniame įrenginyje kaip spūdaus, turinčio elektrinį krūvį, skysčio srautą. Hidrodinaminio transporto modelis primena skysčių dinamikoje naudojamas Euler'io lygtis, tik pastarosiose neįskaitomas šilumos laidumo narys  $\nabla(nT)$  ir sklaidos nariai.

Viena iš elektros srovės tankio tolydumo (1.25) lygties formuluočių sako, kad visas

srovės tankis susideda iš trijų komponentų: dreifo, konvekcijos ir difuzijos srovių, atitinkamai žymimų kaip  $\mathbf{j}_{\text{drift}}$ ,  $\mathbf{j}_{\text{conv}}$  ir  $\mathbf{j}_{\text{diff}}$ , sumos. Tą nesunku pastebėti perstačius lygties narius:

$$\mathbf{j} = \underbrace{\frac{q^2 n \tau_p}{m^*} \boldsymbol{\varepsilon}}_{\mathbf{j}_{\text{drift}}} + \underbrace{\frac{\tau_p}{q} \nabla(\mathbf{j} \otimes \frac{\mathbf{j}}{n}) - \tau_p \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}}_{\mathbf{j}_{\text{conv}}} + \underbrace{\frac{q k_B \tau_p}{m^*} \nabla(Tn) \hat{I}}_{\mathbf{j}_{\text{diff}}}. \quad (1.28)$$

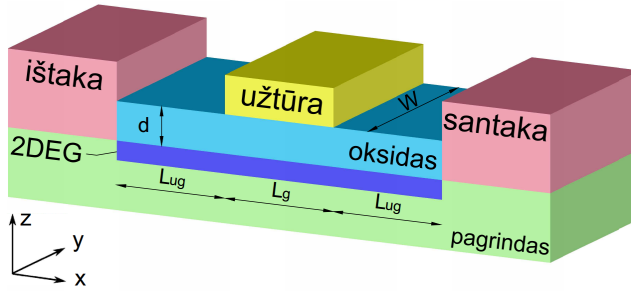
Dreifinis srovės sandas  $\mathbf{j}_{\text{drift}}$  susidaro dėl elektros lauko poveikio, difuzinis  $\mathbf{j}_{\text{diff}}$  – dėl elektronų tankio ir temperatūros gradientų, o konvekcinis  $\mathbf{j}_{\text{conv}}$  – dėl krūvininkų greičio gradiento [24, 40]. Konvekcinis sandas įvedamas įskaičius BTL aukštesnės eilės momentus, pvz., antros eilės energijos tankio momentą.

## 1.5 Plazmoninio maišymo modelis

HTM leidžia įsivaizduoti puslaidininkiniame įrenginyje esančius krūvininkus kaip spūdų, turintį elektrinį krūvį skystį. Lauko tranzistoriaus atveju turime kanalą su dvimatėmis elektronų dujomis (2DEG). Nagrinėjant tranzistoriaus atsaką į žadinimą THz elektromagnetinėmis bangomis šias dujas galima traktuoti kaip plazmą. Tuomet įrenginio atsakas aprašomas kaip plazmos virpesiai (osciliacijos).

Pirmieji dvimačių elektronų plazminių virpesių teoriją aprašė A. Chaplik'o grupė 1972 metais [22]. Po to susidomėjimas šia teorija nuslūgo, kol 1993 metais pasirodė M. Dyakonov'o ir M. Shur'o straipsnis [21], kuriame pristatytas teorinis plazminių virpesių lauko tranzistoriuose modelis. Autoriai teigė, kad prie tam tikrų kraštinių sąlygų ir esant beveik balistiniam krūvininkų transportui, plazminės bangos tranzistoriaus kanale mažai slopinamos. Sukurti nestabilumai gali virsti stabiliais elektros srovės virpesiais, panaudotinais elektromagnetinės spinduliuotės išgavimui. Šį modelį toliau vadinsime plazmoninio maišymo (lyginimo) modeliu (sutrumpintai PM modelis).

Šiek tiek vėliau, 1996 metais Dyakonov'as ir Shur'as pritaikė savo modelį ne tik šaltiniams, bet ir detektoriams [6]. Autorių straipsnis ypatingas dviem atžvilgiais. Pirma, autoriai parodė, kad detektorius su lauko tranzistoriumi gali sėkmingai veikti aukštesnių už srovės stiprinimo dažnį ( $f_T$ ) bangų ruože. Tuometinės technologijos jau pasiekė kelių dešimčių gigahercų lygį [46], tad plazmoninio lyginimo modelis leido tikėtis nuo kelių šimtų gigahercų iki kelių terahercų dažnio greita-veikos. Antra, autoriai savo sukurto teorijos rėmuose parodė, kad prie tam tikrų sąlygų susidaro stovinčios plazminės bangos tranzistoriaus kanale, o tai sukelia ženklų (autorių teigimu, kelių eilių) atsako amplitudės padidėjimą. Būtent ši išva-



1.3 pav.: Principinė lauko tranzistoriaus schema. 2DEG žymi dvimates dujas.

da sukėlė didelį susidomėjimą THz detektoriais ir paskatino naujų tyrimų bangą. Nežiūrint to, kad Dyakonov'o ir Shur'o prognozuotas teorinis plazminių bangų rezonansas eksperimentuose iki šiolei retai stebėtas, jų pasiūlytas modelis, o tiksliau patobulinti variantai, labai dažnai naudojami THz detektorių su lauko tranzistoriais modeliavimui.

1.3 pav. pavaizduota tipinė lauko tranzistoriaus su dvimatėmis elektronų dujomis struktūrinė schema, kurią naudosime plazmoninio maišymo modelio lygčių išvedimui. Elektrai laidus kanalas su 2DEG susidaro tarp  $d$  storio oksido ir pagrindo (substrato) sluoksnių, kurių dielektrinės konstantos, atitinkamai,  $\epsilon_{\text{ox}}$  ir  $\epsilon_{\text{sub}}$ . Kai kuriuose tranzistoriuose užtūros elektrodu valdomas ne visas kanalas, o tik jo  $L_g$  ilgio dalis. Klasikiniame plazmoninio maišymo modelyje nagrinėjama būtent tik ši dalis. Po užtūra nesančios kanalo dalys, kaip parazitiniai elementai, irgi turi įtakos viso įrenginio darbui, tad jų ignoruoti negalima. Dėl šios priežasties prie šių elementų dar grįžime, bet jau grandinių modeliavimo lygmenyje (žr. 2.3.1 skyrelį).

Plazmoninio maišymo modelis [6, 21] išvedamas iš hidrodinaminio transporto (1.24)–(1.27) lygčių, pritaikant visą eilę aproksimacijų:

- nagrinėjamas tik elektronų transportas;
- elektronų sklaida nepriklauso nuo energijos; tai galioja tuomet, kai impulso relaksacijos trukmė  $\tau_p$  yra trumpesnė už energijos relaksacijos trukmę  $\tau_E$ ;
- pagrindinis sklaidos mechanizmas – tarpelektroniniai dūžiai; šis artinys galioja tuomet, kai vidutinis elektrono lėkio tarp dviejų dūžių su kitais elektronais atstumas trumpesnis už lėkio atstumą tarp dūžių su priemaišomis ar kristalo gardelės mazgais (fononais);
- elektronų transportas – nebalistinis, t.y. vidutinis elektrono lėkis trumpesnis už kanalo ilgį  $L_g$ .

- neatsižvelgiama į termiškai sužadintų krūvininkų poveikį, t.y. atmetamas srovės tankio difuzinis narys  $\mathbf{j}_{\text{diff}}$  (1.28) lygtyje.
- transportas nagrinėjamas tik viena,  $x$  ašies, kryptimi; kitomis kryptimis ( $yz$  plokštuma) sprendimui naudojamos kitos, paprastesnės lygtys.

Atmetę (1.24)–(1.27) lygtyse hidrodinaminio slėgio narius, išreiškę lauką  $\mathcal{E}$  per elektrinį potencialą  $\phi$  tarp kanalo ir užtūros (kaip  $\mathcal{E} = -\partial\phi/\partial x$ ), gauname krūvininkų tolydumo ir transporto lygtis:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nu)}{\partial x} = 0, \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{q}{m^*} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{u}{\tau_p} = 0. \quad (1.30)$$

Čia  $n$  – dvimačių elektronų dujų tankis,  $u$  – vidutinis (dreifinis) elektronų greitis,  $m^*$  – efektyvioji elektronų masė. PM modelis tradiciškai išreiškiamas naudojant krūvininkų tankį ir greitį, tačiau pateiktas lygtis nesunkiai galime performuoti srovės tankiui, panaudojus sąryšį  $j = -qnu$ . Toliau pateikiamas glaustas (1.29)–(1.30) lygčių sistemos sprendimas. Detalesnis išvedimas pateiktas Priede A.

## 1.6 Linearizuotos plazmoninio maišymo lygtys

Kai signalas silpnas (pirmos harmonikos amplitudė žymiai didesnė už aukštesnių harmonikų), plazmoninio maišymo modelio diferencines (1.29)–(1.30) lygtis galime spręsti naudodami harmoninės analizės metodą, palikę tik nulines ir pirmos eilės narius:

$$n = n_0 + \frac{1}{2}[n_1 + c.c.], \quad (1.31)$$

$$u = u_0 + \frac{1}{2}[u_1 + c.c.], \quad (1.32)$$

$$\phi = \phi_0 + \frac{1}{2}[\phi_1 + c.c.]. \quad (1.33)$$

Čia  $n_0$ ,  $v_0$  ir  $\phi_0$  – pastovios dedamosios, o nariai  $n_1$ ,  $v_1$  ir  $\phi_1$  proporcingi kompleksinei eksponentei  $\exp(ikx - i\omega t)$ , kuri yra ne kas kita, kaip Fourier skleidinio pirmasis narys.  $\omega$  – signalo ciklinis dažnis,  $k$  – kvaziimpulsas arba banginis vektorius, raišdės  $c.c.$  žymi kompleksinį jungtinį narį. Kai tarp ištakos ir santakos neprijungtas priešįtampris (angl. *zero-bias regime*),  $u_0 = 0$ . Šį režimą toliau ir nagrinėsime, nes jis naudotas visuose šiame darbe aprašytuose eksperimentiniuose įrenginiuose.



Istatome (1.31) į (1.29)–(1.30) ir po linearizacijos gauname tiesines lygtis

$$i\omega n_1 - ikn_0 u_1 = 0, \quad (1.34)$$

$$i\omega u_1 + \frac{q}{m} ik\phi_1 - \frac{u_1}{\tau_p} = 0, \quad (1.35)$$

kurios duoda tokią bendrą dispersijos lygtį:

$$\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau_p} - s^2 k^2 = 0 \quad (1.36)$$

Čia  $s$  – plazminių bangų greitis. Bendru atveju jis lygus:

$$s = \sqrt{-\frac{q}{m^*} \frac{n_0}{n_1}} \phi_1. \quad (1.37)$$

(1.36) lygtis turi sprendinius tik tuomet, kai banginis vektorius tenkina šį sąryšį:

$$k = \pm \frac{\omega}{s} \sqrt{1 + \frac{i}{\omega\tau_p}}. \quad (1.38)$$

Kanalo potencialą ir krūvininkų tankį sieja plokščiojo kondensatoriaus lygtis  $en = C_{ox}\phi$  su  $C_{ox}$  – užtūros-kanalo diferencialinė talpa. Pasinaudodami šiuo sąryšiu, potencialo Fourier komponentę galime užrašyti taip:

$$\phi_1 = -n_1 \frac{\partial \phi}{\partial n}. \quad (1.39)$$

Svarbu pažymėti, kad plokščio kondensatoriaus ir (1.39) lygtys galioja tik tuo atveju, kai potencialo pokytis erdvėje (arba plazmonų bangos ilgis) didesnis, lyginant su atstumu tarp užtūros metalo ir kanalo (dielektriko sluoksnio storiu). Šis supaprastinimas literatūroje vadinamas tolygiai kintančio kanalo artiniu (angl. *gradual channel approximation*) [28, p. 124].

Dabar linearizuokime PM modelio lygtis kitu pavidalu. Taikydami harmoninę analizę (1.29) lygčiai paliekame greičio  $v_1$  išvestinę pagal koordinatę ir pakeičiame koncentracijos Fourier narį  $n_1$  sąryšiu (1.39). Antroje (1.30) lygtyje paliekame potencialo išvestinę. Tuomet gauname tokias lygtis:

$$i\omega \phi_1 \frac{\partial n}{\partial \phi} + n_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} = 0, \quad (1.40)$$

$$i\omega u_1 + \frac{q}{m} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} - \frac{u_1}{\tau_p} = 0 \quad (1.41)$$

Išsprendžiame antrąją lygtį kintamojo  $u_1$  atžvilgiu, įstatome gautą sąryšį į pirmąją lygtį ir, pritaikę anksčiau išvestą kvaziimpulso (1.36) formulę, gauname antros eilės diferencinę lygtį, aprašančią kanalo potencialo svyravimus:

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + k^2 \phi_1 = 0. \quad (1.42)$$

Ši lygtis gerai žinoma kaip plokščios bangos sklidimą aprašanti lygtis, kurios sprendinys turi pavidalą  $\phi_1 \propto \exp(-ikx)$ . Tai reiškia, kad mūsų įvesti  $k$ ,  $s$  ir  $\omega$  turi fizikinę prasmę: kaip, atitinkamai, tranzistoriaus kanalu sklindančių krūvininkų tankio bangų banginis vektorius, greitis ir kampinis dažnis.

## 1.7 Paskirstytų parametrų RLC perdavimo linijos artynys

Verta pažymėti, kad mūsų gautos linearizuotos plazmoninio maišymo modelio (1.40)–(1.41) lygtys primena dar XIX a. Oliver’io Heaviside’o išvestas telegrafines lygtis [4, 47], kurios yra perdavimo linijų (PL) teorijos dalis. Harmoninių signalų sklidimą ilgais telefono laidais aprašančios Heaviside’o lygtys turi tokį pavidalą [48, sk.2]:

$$\frac{\partial I_1}{\partial x} + i\omega C_i U_1 = 0, \quad (1.43)$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} + (i\omega L_i + R_i) I_1 = 0. \quad (1.44)$$

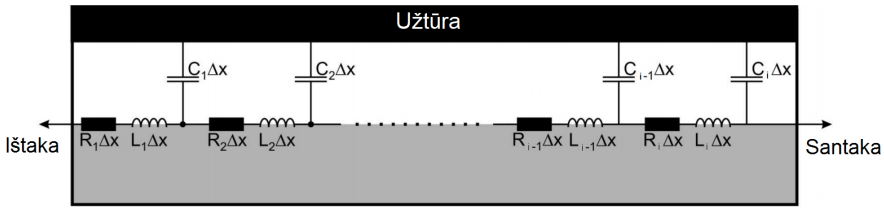
Šios teorijos rėmuose perdavimo linija įsivaizduojama kaip paskirstytų parametrų grandinė, sudaryta iš nuosekliai sujungtų rezonansinių  $RLC$  elementų (1.4 pav.). Kintamieji  $U$  ir  $I$ , atitinkamai, yra linija sklindančios bangos sukurta elektros įtampa ir srovė.

Taigi, plazmoninio maišymo modelį galima nagrinėti kaip signalų perdavimo paskirstytų parametrų grandinę, kurios parametrai ilgio vienetui: diferencinė varža  $R_i$ , talpa  $C_i$  ir induktyvumas  $L_i$ , atitinkamai, lygūs:

$$R_i = \frac{m^*}{q^2 \tau W n_0}, \quad (1.45)$$

$$C_i = qW \frac{\partial n}{\partial \phi_1}, \quad (1.46)$$

$$L_i = \tau_p R_i, \quad (1.47)$$



1.4 pav.: Lauko tranzistoriaus kanalo ekvivalentinė signalų perdavimo paskirstytų parametrų grandinė. Indeksu  $i$  žymimas  $\Delta x$  ilgio grandinės elementas, kurio varža, talpa ir induktyvumas, atitinkamai, yra diferencinė (suskaičiuota ilgio vienetui) varža  $R_i$ , talpa  $C_i$  ir induktyvumas  $L_i$ , padauginti iš ilgio. Šiame modelyje neįskaityti netiesiškumai. [49]

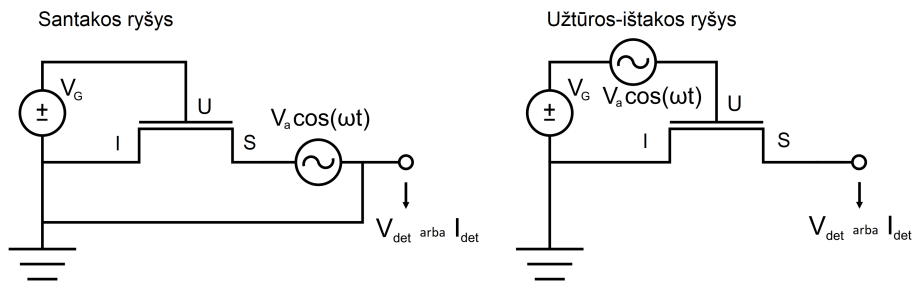
čia  $W$  – kanalo plotis. Induktyvumas ilgio vienetui  $L_i$  gali būti sutapatintas su kinetiniu induktyvumu, kurio fizikinė prasmė susijusi su inercija. Šiame darbe neatsižvelgiama į užtūros nuotėkio srovės, dėl to perdavimo linijų teorijoje naudojamas šunto laidis ilgio vienetui lygus nuliui. Tais atvejais, kai turime silpno signalo režimą, tranzistoriaus kanalą galime traktuoti kaip RLC perdavimo liniją su nuostoliais, o pačią liniją – kaip nuosekliai sujungtas sutelktųjų elementų grandines [48, sk.2].

## 1.8 Kraštinės sąlygos ir kanalo impedansas

Plazminių bangų svyravimus tranzistoriaus kanale aprašančios (1.42) lygties bendrieji sprendiniai gerai žinomi ir turi pavidalą  $C_1 \exp(ikx) + C_2 \exp(-ikx)$  [6]. Konstantos  $C_1$  ir  $C_2$  gaunamos pritaikius kraštines sąlygas, kurias apsprendžia signalo padavimo į tranzistorių būdas. Galime sukurti įvairias ryšio tarp tranzistoriaus polių ir žadinimo šaltinio schemas. Kai kurios jų simetrinės (pvz., kai paduodame signalą vienu metu iš santakos ir ištakos pusės), tačiau tokiu atveju detektoriaus išvestyje nesukuriama lyginimo įtampa arba srovė, kurią būtų galima detektuoti. Dėl šios priežasties mums reikia sukurti asimetrines kraštines sąlygas. Literatūroje dažnai sutinkamos dvi jungimo schemas: a) ištakos ryšys ir b) užtūros-santakos ryšys. Ekvivalentinės jų schemas pavaizduotos 1.5 pav.

Santakos ryšio atveju santaka žadinama visa signalo, kurio forma priimta laikyti  $V_a \cos(\omega t)$ , amplitude, o ištaka įžeminta. Matematinė šių kraštinių sąlygų forma atrodo taip:

$$\begin{aligned} \phi_1(x = 0) &= 0, \\ \phi_1(x = L_g) &= V_a. \end{aligned} \tag{1.48}$$



1.5 pav.: Dviejų tranzistoriaus modelio kraštinių sąlygų realizavimo būdų ekvivalentinės grandinės [25].

Verta prisiminti, kad mes kol kas nagrinėjame idealų, be parazitinių elementų, tranzistoriaus atvejį. Dėl to visose lygtyse vietoje fizinio kanalo ilgio naudojama tik užtūros elektrodo valdoma sritis  $L_g$ .

Krūvininkų tankio bangos formuojasi tik ištakos gale ir sklinda kanalu link santakos. Priklausomai nuo to, kaip smarkiai jos slopsta, bangos gali pasiekti priešingą kanalo galą ir atsispindėti (žr. 1.6 pav., 7,7 THz dažnio žadinimą). Tokiu atveju turime taip vadinamą rezonansinį plazminio maišymo režimą. Prie šio režimo dar grįžime 1.10 skyrelyje.

Pritaikius kraštines sąlygas (1.48) antros eilės diferencinei (1.42) lygčiai, gauname tokius potencialo ir bangų greičio sprendinius [10]:

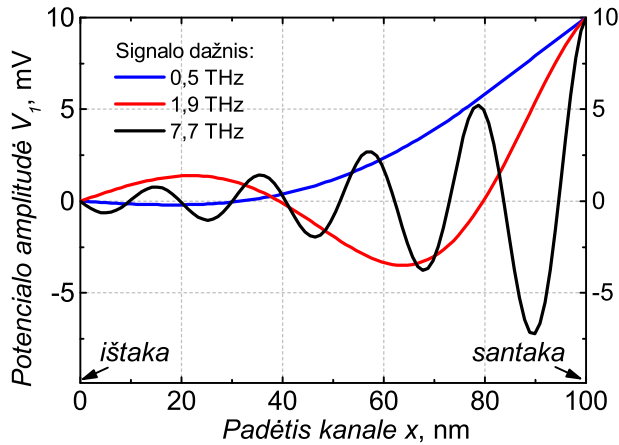
$$V_1(x) = -V_a \frac{\sin(kx)}{\sin(kL_g)}, \quad (1.49)$$

$$u_1(x) = V_a \frac{q\omega}{iks^2m^*} \frac{\cos(kx)}{\sin(kL_g)}. \quad (1.50)$$

(1.49) formulėje kanalo potencialas išreikštas kaip įtampa  $V_1$  tarp užtūros ir kanalo. Iš įtampos ir greičio, proporcingo srovės tankiui, nesudėtinga suskaičiuoti kanalo įvesties impedansą:

$$Z_g = \frac{V_1(x)}{j_1(x)W} \Big|_{x=L_g} = \frac{iks^2m^*}{q^2\omega n_0 W} \tan(kL_g). \quad (1.51)$$

Kanalo impedansas – kritinis parametras THz detektorių kūrimo. Įrenginį dažniausiai sudaro ne tik tranzistorius, bet ir antena. Todėl, kaip efektyviai veiks šis derinys, priklauso nuo jų impedansų suderinamumo. Be to, realiame detektoriuje visuomet yra parazitiniai elementai, kurie irgi įtakoja aukštadažnį atsaką. Norint suprasti ir įvertinti šią įtaką, būtina žinoti kanalo impedansą.



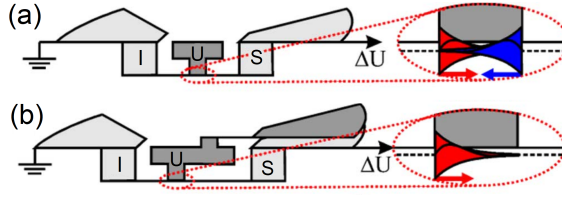
1.6 pav.: Potencialo amplitudės  $V_1(x)$  pasiskirstymas tranzistoriaus kanale. Kai spinduliuotės dažnis pakankamai aukštas (juoda spalva, 7,7 THz), banga silpnai slopinama ir, pasiekusi ištaką, gali atsispindėti. Potencialas suskaičiuotas šiame darbe tirtam AlGaIn/GaN DEJP tranzistoriui su 100 nm ilgio užtūra valdomu kanalu (visas kanalas ilgesnis). Spinduliuotės amplitudė  $V_a = 10$  mV, o užtūros įtampa  $V_g = -0,9$  V.

Kitą žadinimo schemą – užtūros-santakos ryšį pasiūlė Dyakonov'as ir Shur'as [6]. Kintanti įtampa prijungiama tarp užtūros ir santakos (1.5 pav.). Detektoriaus atsakas nuskaitomas ištakos išvade. Matematinė šių kraštinių sąlygų forma tokia:

$$\begin{aligned}\phi_1(x=0) &= V_a, \\ u_1(x=L_g) &= 0.\end{aligned}\tag{1.52}$$

Šį kartą plazminės bangos formuojasi tik santakos gale ir kanalu sklinda link ištakos. 1.7 b pav. pavaizduotas panašus atvejis. Dėl „hidrodinaminės klamos“, kurios fizikinė prasmė yra sklaida elektronais, bangos amplitudė mažėja tolstant nuo kanalo pradžios. 1.7 a pav. palyginimui pateiktas ir simetrinis žadinimo atvejis, kuris aiškiai parodo, kad abiejuose kanalo galuose susidariusios plazminės bangos juda viena link kitos ir gesina viena kitą. Dėl to detektoriuje nesusiformuoja suminis signalas.

Konstruojant realius tranzistorinius THz detektorius, kartais įgyvendinama patobulinta užtūros-santakos ryšio schema su papildomu aukštadažniu šuntu [4]. Šunto vaidmenį gali vaidinti papildomas antenos lapelis virš arba po pagrindinio lapelio [50] arba metalo-izoliatoriaus-metalo (MIM) kondensatorius [4]. Pirmasis variantas, pavaizduotas 1.7 b pav., lengviau įgyvendinamas KMOP technologijoje.



1.7 pav.: Simetrinis (a) ir nesimetrinis (b) peteliškės formos antenos prijungimo prie tranzistoriaus atvejai. Antru atveju realizuotas užtūros-santakos ryšys. Išdidintoje po užtūra esančio kanalo srityje parodytos plazminių bangų sklidimo kryptys ir amplitudės priklausomybė nuo koordinatės. Raudona spalva pažymėta ištakos pusėje susiformavusi banga, mėlyna spalva – santakos pusėje. [50]

Jis realizuotas šiame darbe aprašytuose Si detektoriuose. MIM kondensatorius panaudotas AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> įtaisuose, detaliau aprašytuose 5.1 sk.

Užsklandos-santakos ryšio su šuntu schemas atveju kraštinės plazmoninio maišymo lygčių sąlygos įgyja kiek kitokį pavidalą:

$$\begin{aligned}\phi_1(x=0) &= V_a \\ \phi_1(x=L_g) &= 0.\end{aligned}\tag{1.53}$$

Pritaikius šias sąlygas diferencinei (1.42) lygčiai, sprendiniai įgyja tokią formą:

$$V_1(x) = -V_a \frac{\cos(k(L_g - x))}{\cos(kL_g)},\tag{1.54}$$

$$v_1(x) = V_a \frac{q\omega}{iks^2m^*} \frac{\sin(k(L_g - x))}{\sin(kL_g)}.\tag{1.55}$$

Atitinkamai, įvesties impedansas lygus:

$$Z_g = \left. \frac{V_1(x)}{j_1(x)W} \right|_{x=0} = \frac{iks^2m^*}{q^2\omega n_0 W} \cot(kL_g).\tag{1.56}$$

Užsklandos-ištakos impedanso išraišką taip pat galima gauti pritaikius tranzistoriui perdavimo linijos teoriją. Įstatę (1.45)–(1.47) lygtis į įprastą RLC grandinės impedanso formulę, gauname tokią charakteringą linijos impedanso išraišką:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R_i + i\omega L_i}{i\omega C_i}} = \frac{ks^2m^*}{q^2\omega n_0 W}.\tag{1.57}$$

Jei imsime atvirą perdavimo linijos atvejį, tuomet jos įvesties impedanso išraiška sutampa su (1.56) lygtimi [51].

## 1.9 Tranzistoriaus atsakas

Aukštadažnis impedansas – svarbus įrenginio parametras, tačiau kuriant detektorius, turbūt dar svarbesnė yra atsako amplitudė. Tranzistoriaus atsaką į THz spinduliuotę apsprendžia lyginimo reiškinys kanale. Plazmoninio maišymo modelis leidžia surasti analitinę atsako formulę. Sprendimą reikia pradėti nuo pradinių modelio (1.29)–(1.30) lygčių. Kaip ir impedanso atveju, taikome harmoninę analizę, tik šį kartą skleidiniuose (1.31)–(1.34) paliekame antros eilės narius. Gauname tokias lygtis [6]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u_1 u_1^*}{4} - \frac{q}{m^*} \phi_0 \right) + \frac{\bar{u}}{\tau_p} = 0, \quad (1.58)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( n_0 \bar{u} + \frac{u_1 n_1^* + u_1^* n_1}{4} \right) = 0. \quad (1.59)$$

Čia  $\bar{u}$  – stacionarus greitis. Iš antros lygties seka, kad skliaustuose esanti suma turi būti lygi konstantai. Tai reiškia, kad žadinamame elektriniu lauku detektoriuje sukuriama tik nuolatinė atsako srovė  $\bar{j} = -qn_0 \bar{u}$ , o stacionaraus greičio išraiška kanalo be priešįtampio atveju lygi:

$$\bar{u} = -\frac{q}{m^*} \frac{u_1 n_1^* + u_1^* n_1}{4n_0} = \frac{q}{m^*} \frac{u_1 \phi_1^* + u_1^* \phi_1}{4s^2}. \quad (1.60)$$

Istatome  $\bar{u}$  formulę į pirmąją diferencinę (1.58) lygtį ir suintegruojame koordinatės  $x$  ribose tarp  $x = 0$  ir  $x = L_g$ . Rezultatas – detektuoto signalo išraiška [10]:

$$V_{\text{det}} = -\frac{q}{m^*} \frac{u_1 v_1^*}{4} \Big|_{x=0}^{x=L_g} - \frac{q}{m^* \tau_p} \int_0^{L_g} \bar{u} dx = \frac{q}{m^*} \frac{V_a^2}{4s^2} f(\omega), \quad (1.61)$$

čia  $f(\omega)$  – dimensijos neturintis ir nuo spinduliuotės dažnio priklausantis faktorius, nusakantis maišymo efektyvumą. Faktoriaus išraiška priklauso nuo tranzistoriaus žadinimo schemos. Kuomet turime santakos ryšį,  $f(\omega)$  lygus [10]:

$$f_D = 1 + \beta \cdot \frac{\sinh^2(\text{Im}(k)L_g) - \sin^2(\text{Re}(k)L_g)}{\cosh^2(\text{Im}(k)L_g) - \cos^2(\text{Re}(k)L_g)}, \quad (1.62)$$

$$\beta = \frac{2\omega\tau_p}{\sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}}.$$

Užtūros-ištakos ryšio atveju  $f(\omega)$  formulė kiek kitokia [6]:

$$f_{GS} = 1 + \beta - \frac{1 + \beta \cdot \cos(2\text{Re}(k)L_g)}{\sinh^2(\text{Im}(k)L_g) + \cos^2(\text{Re}(k)L_g)}. \quad (1.63)$$

## 1.10 Keturi detekcijos režimai

Plazmos banginis vektorius  $k$ , kaip matyti iš (1.38) lygties, yra kompleksinis dydis. Kartu su kanalo ilgiu  $L_g$  jis nusako, kaip bangos sklinda ir slopsta tranzistoriaus kanale [6]. Kai dažnis pasiekia vertes, ties kurioms galioja sąryšis  $\omega\tau_p \gg 1$ , banginio vektoriaus menamoji dalis maža, lyginant su realiąja dalimi. Tuomet banga slopinama silpnai ir jos amplitudė gali kelis kartus pasiekti savo maksimalią ir minimalią vertes. Tai taip vadinamas **plazmoninio maišymo režimas**. Nesunku pastebėti, kad prie tokių ribinių sąlygų osciliuojantys nariai efektyvumo koeficientą nusakančiose (1.62) ir (1.63) formulėse apytiksliai lygūs vienetui. Tad abi lygtys gerokai supaprastėja ir įgyja vienodą formą:

$$f_D = f_{GS} \approx 1 + \beta = 1 + \frac{2\omega\tau_p}{\sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}}. \quad (1.64)$$

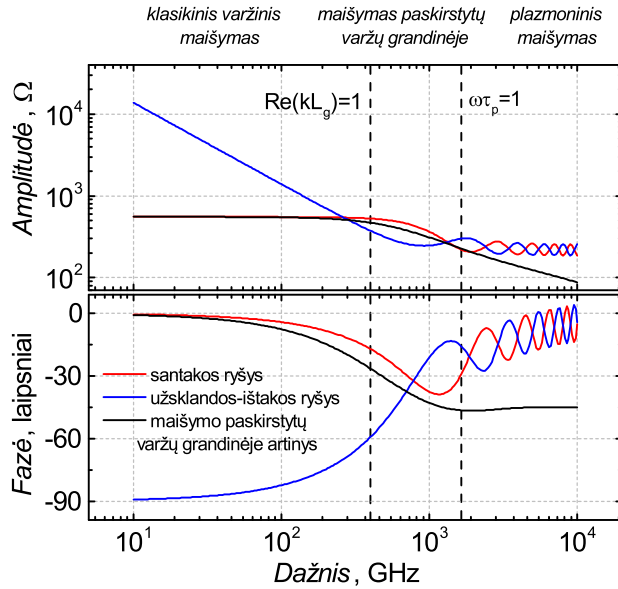
Iš kitos pusės, jei turime trumpą kanalą ir galioja nelygybė  $L_g \ll \text{Re}(k)$ , bangos gali pasiekti priešingą kanalo kraštą ir atsispindėti. Tuomet tranzistoriaus kanalą galima traktuoti kaip rezonatorių, kuriame susidaro stovinčios bangos. Toks darbo režimas literatūroje vadinamas **rezonansiniu plazmoniniu maišymu** [6, 52]. Tiek nerezonansinį, tiek ir rezonansinį režimus galima aprašyti PM arba signalų perdavimo paskirstytų RLC elementų grandinėje modeliais.

Trečią tranzistoriaus darbo režimą gausime tuomet, kai įrenginio kanalas ilgas ( $L_g \gg \text{Re}(k)$ ), o dažniai santykinai žemi ( $\omega\tau_p \ll 1$ ). Plazminės bangos stipriai slopinamos ir nepasiekia kanalo krašto. Šis režimas vadinamas **signalų maišymu paskirstytų varžų grandinėje**. Paskirstyto varžinio maišymo artinys yra matematiškai supaprastinta plazmoninio lyginimo versija. Jos rėmuose tranzistoriaus kanalas pakeičiamas nuosekliai sujungtų RC grandinių seka. Skirtingai nuo paskirstytos RLC perdavimo linijos artinio, varžinio maišymo variante atmetamas kinetinis induktyvumas ( $L_i = 0$ ). Nežiūrint to, kad RC perdavimo linijos artinys pakankamai paprastas, jis kartais praverčia sprendžiant įvairius uždavinius: pvz., tranzistorinių THz detektorių atsako modeliavimą [4, 53] ar plazmonų energetinių juostų evoliucijos plazmoniniuose kristaluose aprašymą [51].

Verta pastebėti, kad signalų maišymo paskirstytų varžų grandinėje režime efektyvumo koeficiento (1.62) ir (1.63) formulės konverguoja prie skirtingų verčių. Santakos ryšio atveju, mažėjant dažniui  $f_D$  artėja prie vieneto, o  $f_{GS}$  – prie nulio.

Paskutinis, ketvirtas tranzistoriaus darbo režimas, taip vadinamas **klasikinis varžinis maišymas**, gaunamas tada, kai kanalas trumpas ( $L_g \ll \text{Re}(k)$ ) ir dažniai žemi ( $\omega\tau_p \ll 1$ ). Šiuo atveju įrenginys tampa aukštadažne RC grandine ir jam



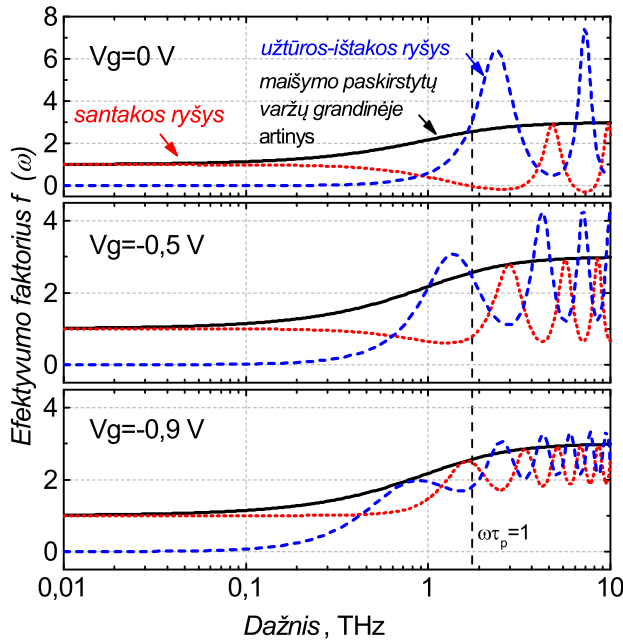


1.8 pav.: AlGaIn/GaN DEJP tranzistoriaus kanalo impedanso amplitudė ir fazė skirtingoms ryšio schemoms: santakos (raudona) ir užtūros-ištakos (mėlyna). Juoda linija žymi santakos ryšio impedansą, suskaičiuotą naudojant signalų maišymo paskirstytų varžų grandinėje artinį. Grafikuose galima išskirti tris būdingus dažnių režimus: sutelktųjų elementų, paskirstytos linijos ir plazmoninį. Uztūros įtampa  $V_g = -0,9$  V.

taikomas sutelktinių elementų modelis.

Tas pats įrenginys, priklausomai nuo dažnio, gali dirbti keliais režimais. 1.8 pav. atvaizduota kanalo impedanso amplitudės ir fazės priklausomybė nuo spinduliuotės dažnio AlGaIn/GaN DEJP tranzistoriui, kuris buvo vieno iš šiame darbe pristatytų THz detektorių dalis (žr. autokoreliacinių matavimų aprašymą 5.1 skyrelyje). Tranzistoriaus užtūros ilgis ir, atitinkamai, užtūra valdomo kanalo ilgis  $L_g$ , yra 100 nm, efektyvioji GaN elektronų masė  $m^* = 0,2 m_e$  ir judris  $856$  cm<sup>2</sup>/Vs. Skirtingomis spalvomis išskirtos žadinimo schemos: raudona – santakos ryšys, mėlyna – užtūros-ištakos ryšys. Kai dažniai žemi (mažiau už 400 GHz) ir bangos gesimo ilgis mažesnis už kanalo ilgį ( $\text{Re}(kL_g) < 1$ ), įvesties impedansas gali būti aprašomas kaip nuo dažnio nepriklausomas sutelktinis elementas, tiksliau – užtūros-ištakos talpa. Palyginimui iliustracijoje pateiktas signalų maišymo paskirstytų varžų grandinėje artinio rémuose suskaičiuotas impedansas, labai gerai sutampantis su PM modelio prognoze.

Didėjant dažniui, kai bangos gesimo ilgis tampa didesnis už kanalo ilgį ( $\text{Re}(kL_g) >$



1.9 pav.: Plazmoninio maišymo efektyvumo faktoriaus priklausomybė nuo dažnio skirtingoms ryšio schemoms ir užtūros įtampoms  $V_g$ . Paskirstyto varžinio maišymo artinio rėmuose faktorius  $f$  suskaičiuotas naudojant (1.64) formulę. [54]

1), bet vis dar galioja sąlyga  $\omega\tau_p < 1$ , signalų maišymo paskirstytų varžų grandinėje modelis nebetinka. Jį tenka keisti signalų perdavimo paskirstytų RC elementų linijoje modeliui. Šiame režime tiek talpinė, tiek ir varžinė impedanso dalys išauga ir tampa apylygės, todėl impedanso amplitudė krenta, nes yra atvirkščiai proporcinga kvadratinei šakniai iš dažnio ( $Z_0 \sim \sqrt{(R_i/i\omega C_i)}$ ).

Dar aukštesniuose dažniuose būtina įskaityti plazmoninius reiškinius. Perdavimo linijos modelyje nebegalima ignoruoti kinetinio induktyvumo (grandinė tampa paskirstytų RLC elementų grandine) arba įrenginio parametrus modeliuojame pasitelkdami hidrodinaminio transporto modelį. Abiejų modelių rėmuose impedanse akivaizdžiai išryškėja varžinė dalis ir jis nusistovi viename lygmenyje. Tai labai svarbus rezultatas, turintis didelę įtaką detektoriaus darbo efektyvumui, kurį ženkliai apsprendžia nuostoliai dėl kanalo ir antenos impedansų nesuderinamumo (žr. kitą skyrių).

Plazmoninio maišymo režime galimas bangų rezonansas. Tą iliustruoja 1.8 pav. Dar ryškiau šis reiškinys pastebimas plazmoninio maišymo faktoriaus  $f$  priklausomybėje nuo spinduliuotės dažnio. 1.9 pav. atvaizduoti tam pačiam AlGaIn/GaN

įtaisui suskaičiuoti duomenys, tik prie skirtingų užtūros įtampų  $V_g$ . Tiek impedansas, tiek ir efektyvumo faktorius priklauso nuo užtūros įtampos per banginį vektorių ir plazminį greitį (žr. (1.51) ir (1.62) lygtis).

Priklausomai nuo tranzistoriaus parametrų ir užtūros įtampos, rezonansinis reiškinys potencialiai gali būti labai smarkiai išreikštas – teorinis skirtumas tarp vidutinės ir maksimalios amplitudžių gali siekti kelias eiles [6]. AlGaIn/GaN detektoriaus atveju, šis skirtumas siekia šešis kartus ties 8 THz ir  $V_g = 0$  V. Deja, ties šia užtūros įtampa nagrinėjamo tranzistoriaus kanalas uždarytas, kanalo varža labai didelė (daugiau už 1 M $\Omega$ ), o tai, savo ruožtu, labai pablogina detektoriaus charakteristikas (apie tai daugiau skaitykite 3.7.2 skyrelyje). Optimali įrenginiui užtūros įtampa lygi -0,9 V, dėl to ši vertė naudota daugelyje toliau aprašytų eksperimentų, nežiūrint to, kad aukštų dažnių ruože faktoriaus  $f$  svyravimai nesmarkiai išreikšti (amplitudės skiriasi apie 0,5 karto).

1.9 pav. taip pat aiškiai parodo pagrindinį skirtumą tarp santakos ir užtūros-ištakos ryšio schemų – faktoriaus  $f$  smailės priešingo ženklo. Pavyzdžiui, santakos ryšio ir  $V_g = -0,5$  V atveju, aukštadažniai plazminio maišymo faktoriaus maksimumai yra ties 2,72 THz, 5,59 THz ir 8,47 THz. Užtūros-ištakos ryšio atveju ties šiais dažniais turėsime minimumus, o maksimumai pasislinkę į žemesnių dažnių sritį ir lygūs 2,58 THz, 4,23 THz, 7,17 THz. Tai leidžia daryti prielaidą, kad tą patį tranzistorių galima naudoti su skirtingomis ryšio schemomis ir taip gauti skirtingas, nuo dažnio priklausančias darbo charakteristikas.

## 1.11 Plazmonų ekranavimo įtaka atsakui

1.6 skyrelyje išvedant potencialo tranzistoriaus kanale svyravimus aprašančią antros eilės diferencialinę (1.42) lygtį pritaikytas tolygiai kintančio kanalo artinys (sąryšis (1.39)). Tai standartinė, kituose teoriniuose darbuose dažnai taikoma procedūra (pvz., [6, 10]). Artinį galima performuluoti taip: kanale THz spinduliuotės žadinami plazmonai visiškai ekranuojami užtūros elektrodo. Jis galioja tuomet, kai plazmonų bangos ilgis žymiai didesnis už atstumą  $d$  tarp kanalo ir užtūros elektrodo, t.y.,  $d \ll 2\pi/\text{Re}(k)$ . Jei ši sąlyga netenkinama, būtina pakeisti impedanso ir lyginimo efektyvumo lygtis (atitinkamai, (1.51) ir (1.62)).

Si KMOP tranzistorių atveju, parametras  $d$  siekia kelis nanometrus (apie 2,5 nm 90 nm technologijai), o elektronų judris santykinai mažas (keli šimtai cm<sup>2</sup>/Vs). Dėl to sąlyga  $d \ll 2\pi/\text{Re}(k)$  galioja labai plačiame dažnių intervale, viršijančiame kelis THz ir modelis su laipsniškai kintančio kanalo artiniu gerai aprašo detektoriaus atsaką. AlGaIn/GaN, GaAs, grafeno tranzistoriuose užtūrą ir kanalą gali skirti

didesnis atstumas, o ir krūvininkų judris aukštesnis, tad didesnio dažnio plazmonai gali būti ekranuojami užtūros elektrodu tik dalinai.

Bendru atveju, išvedant plazmoninio maišymo modelio lygtis būtina išspręsti trijų koordinačių Poisson'o lygtį kartu su standartinėmis krūvio tolydumo ir transporto lygtimis. Tačiau, kai kanalo ilgis  $L_g \gg d$  ir plotis  $W \gg L_g$ , galima atskirti statmenojo ir išilginio kanalui elektrinio lauko pasiskirstymo uždavinius ir gauti du vieno erdvės laipsnio sprendinius. Ši procedūra pirmą kartą pritaikyta grafeno tranzistoriaus plazmonų modeliui [55] ir plazmoninių kristalų teoriniam aprašymui [51].

Uždavinio supaprastinimas į du vienmačius atvejus leidžia susieti statiškai ekranuotą potencialo Fourier narį  $\varphi_1$  ir krūvininkų Fourier narį  $n_1$  taikant T. Ando aprašytą tiesinį artinį [56], galiojantį ilgiems plazmonų bangos ilgiams arba trumpam banginiam vektoriui ( $k \rightarrow 0$ ):

$$\phi_1 = \frac{-en_1}{2\epsilon_0\bar{\epsilon}(k+k_s)}, \quad (1.65)$$

čia  $\bar{\epsilon}$  – efektyvioji santykinė dielektrinė skvarba,  $k_s = e/(2\epsilon_0\bar{\epsilon}) \cdot \partial n/\partial E_F$  – Thomas-Fermi ekranavimo banginis vektorius. Kai plazmonų bangos ilgis didelis,  $k+k_s \approx k$ , o  $\bar{\epsilon}$  lygi virš ir po kanalu esančių sluoksnių, dažniausiai tranzistoriaus padėklo ir oksido, dielektrinių konstantų vidurkiui:  $\bar{\epsilon} \approx (\epsilon_{\text{ox}} + \epsilon_{\text{sub}})/2$ . Verta pažymėti, kad (1.65) lygtis skiriasi nuo [51, 55] darbuose naudotų lygčių. Joje neįtrauktas atstumas  $d$  tarp užtūros ir kanalo, tačiau įskaitytas užtūros indukuotas krūvis, svarbus nagrinėjant įrenginio veiką arti uždarymo ribos.

Atsižvelgus į (1.65) formulę, dispersijos (1.36) lygtis įgyja bendresnį pavidalą:

$$\omega^2 - i\frac{\omega}{\tau_p} - \frac{q^2 k^2 n}{2\epsilon_0 \bar{\epsilon} m^* (k+k_s)} = 0. \quad (1.66)$$

Pasinaudodami šia lygtimi galime nesunkiai gauti pakoreguotą plazmonų banginio vektoriaus išraišką.

Uztūros elektrodu valdomos kanalo dalies impedanso  $Z_{\text{ch}}$  išraišką paprasčiausia išvesti taikant signalų perdavimo paskirstytų RLC elementų grandine modelį. Jo rėmuose  $Z_{\text{ch}}$  galima susieti su charakteringuoju linijos impedansu  $Z_0 = \sqrt{(R_i + i\omega L_i)/(i\omega C_i)}$  ir laisvai pasirenkama apkrova  $Z_L$ :

$$Z_{\text{ch}} = Z_0 \frac{Z_L + Z_0 \tanh(\gamma L_g)}{Z_0 + Z_L \tanh(\gamma L_g)}, \quad (1.67)$$

čia sklidimo konstanta  $\gamma = ik^*$ . Santakos ryšio (aukštadažnio šunto) atveju  $Z_L = 0$

ir kanalo impedanso išraiška įgyja tokį pavidalą:

$$Z_{\text{ch}} = Z_0 \tanh(\gamma L_g). \quad (1.68)$$

Kuomet turime kitą kraštinių sąlygų atvejį, užtūros-ištakos ryšį, apkrova  $Z_L = \infty$  ir paskutinėje kanalo impedanso formulėje hiperbolinį tangentą reikia pakeisti hiperboliniu kotangentu:  $Z_{\text{ch}} = Z_0 \coth(\gamma L_g)$ .

Visiškai ekranuotų plazmonų atveju, ekvivalentinės perdavimo linijos diferencialinės varžos  $R_i$ , talpos  $C_i$  ir induktyvumo  $L_i$  išraiškas mes jau žinome ((1.45),(1.46) ir (1.47) lygtys). Bendresniu atveju, atsižvelgus į plazmonų ekranavimo užtūros elektrodu efektyvumą, kanalo impedanso (1.68) formulėje pakanka tik pakeisti diferencialinės talpos ir sklidimo konstantos išraišką, atitinkamai, į  $C_i = 2\epsilon_0 \bar{\epsilon} W(k + k_s)$  ir  $\gamma = \sqrt{i\omega C_i(R_i + i\omega L_i)}$ .

## 1.12 Skyriaus išvados

Šiame skyriuje pateikta fizikinių krūvininkų transporto tranzistoriaus kanale modelių apžvalga, teorinis tranzistorinių detektorių modelis bei detektoriaus kanalo banginės varžos formulės. Korektiškam TeraFET, su dideliu ( $d > 2\pi/\text{Re}(k)$ ) atstumu tarp užtūros elektrodo ir kanalo, modeliavimui aukštesnių nei 1 THz dažnių ruože, būtina naudoti fizikinį analitinį hidrodinaminio transporto modelį, kuriame turi būti įskaityta dalinio plazmonų ekranavimo įtaka kanalo impedansui. Pateiktos teorinės prielaidos toliau vystomos antrame skyriuje, kuriame apžvelgti TeraFET modeliavimo aspektai ir akcentuojami faktoriai, turintys įtakos įrenginio veikos parametrms.

## Skyrius 2

# Detektorių modeliavimas

Praeitame skyriuje nagrinėtas idealus tranzistorius, tačiau praktikoje naudojami įrenginiai toli gražu neidealūs. Jų veikimui turi įtakos tiek parazitiniai elementai, tiek konstrukcijos ypatumai. Į šiuos faktorius būtina atsižvelgti kuriant detektorių modelį, kitaip įrenginio charakteristikos gali smarkiai skirtis nuo suskaičiuotų.

Tranzistorinių THz detektorių modeliavimui naudojami įvairūs modeliai, tačiau visi jie turi savų trūkumų. Klasikinis aukštadažnis sutelktinių elementų modelis (pvz., BSIM [57]) gerai tinka tik atsako į neviršijančią ribinį  $f_T$  dažnį spinduliuotę aprašymui. M. Dyakonov'o ir M. Shur'o pasiūlytas modelis [6], kurio patobulintą variantą naudoja dalis THz detekcijos srityje dirbančių tyrėjų grupių [14,58], neatsižvelgia į su antena susijusius galios praradimus. Paskirstytų parametrų perdavimo linijos artinyje, kurį siūlo naudoti kai kurie autoriai (pvz., [53]), neatsižvelgiama į plazmonų įtaką detektorių veikai.

Šiame skyriuje aprašomame tranzistoriniame THz detektoriaus modelyje siekta įtraukti visus pagrindinius, detektorių veikos parametrus įtakojančius faktorius.

### 2.1 Detektoriaus jautrio parametrai

Nagrinėdami plazmoninio maišymo modelį mes apibrėžėme du svarbius THz detektorių parametrus: aukštadažnį kanalo impedansą  $Z_{ch}$  ir įtampos  $V_{det}$  (arba srovės  $I_{det}$ ) atsaką. Tačiau, apibūdinant detektorius, lyginant juos tarpusavyje, įprasta nurodyti jų jautrį. Tiesinėse radijo dažnių sistemose įprastas jautrio parametras yra triukšmo faktorius. Deja, tranzistorių ir Schottky diodų pagrindu sukonstruotiems

detektoriams šis parametras netaikomas [59], nes šie įrenginiai netiesiniai. Tranzistorinis THz įrenginys yra galios detektorius, kitais žodžiais, jo įtampos arba srovės atsakas proporcingas krantinčios spinduliuotės amplitudės kvadratui. Tokio tipo įrenginiams apibūdinti naudojami jautris  $\mathfrak{R}$  ir efektinė triukšmo galia  $NEP$ .

Jei THz įrenginys yra galios detektorius, jo įtampos arba srovės atsaką galime išreikšti paprasta formule [59, p. 240]:

$$V_{\text{det}} = \mathfrak{R}_V \cdot P_{\text{in}}, \quad I_{\text{det}} = \mathfrak{R}_I \cdot P_{\text{in}}, \quad (2.1)$$

čia  $P_{\text{in}}$  – spinduliuotės galia. Abiejose formulėse esantis proporcingumo koeficientas vadinamas jautriu (angl. responsivity) ir dažnai užrašomas kaip gotikinio šrifto raidė  $\mathfrak{R}$ . Indeksais V ir I, atitinkamai, žymimas įtampos ir srovės jautris. Jie tarpusavyje susiję Omo dėsnio  $\mathfrak{R}_V = \mathfrak{R}_I \cdot R_{\text{DC}}$ , su  $R_{\text{DC}}$  – kvazistatine tranzistoriaus kanalo varža. Taigi, detektoriaus jautrį  $\mathfrak{R}$  galima apibūdinti santykiu tarp įtampos arba srovės atsako ir krantinčios spinduliuotės galios  $P_{\text{in}}$ :

$$\mathfrak{R}_V = \frac{V_{\text{det}}}{P_{\text{in}}}, \quad \mathfrak{R}_I = \frac{I_{\text{det}}}{P_{\text{in}}}. \quad (2.2)$$

Kita detektoriaus kokybę apibūdinanti charakteristika – efektinė triukšmo galia (NEP). Ji apibrėžiama spinduliuotės galia, kuriai detektoriaus signalo ir triukšmo santykis (STS) lygus vienetui. NEP galima išreikšti kaip santykį tarp efektinės triukšmų įtampos  $V_N$  (arba srovės  $I_N$ ) ir atitinkamo jautrio [59]:

$$NEP = \frac{V_N}{\mathfrak{R}_V} = \frac{I_N}{\mathfrak{R}_I}. \quad (2.3)$$

Šiame darbe nagrinėjami detektoriai dirba nulinio tranzistoriaus kanalo priešįtampos režime. Tokiu atveju kanale dominuoja šiluminis Johnson'o triukšmas [60], kurio efektinė įtampa išvedama iš Nyquist'o formulės ir lygi  $V_N = \sqrt{4k_B T R_{\text{DC}} \Delta f}$  [61, p. 11-1].  $\Delta f$  žymi dažnių intervalą, kuris paprastai būna lygus 1 Hz. Analogiškai, efektinė triukšmo srovė lygi  $I_N = \sqrt{4k_B T \Delta f / R_{\text{DC}}}$ . Perrašę (2.3) formules gauname tokias  $NEP$  išraiškas, kurias dažnai naudosime kituose skyriuose:

$$NEP = \frac{\sqrt{4k_B T \Delta f}}{\sqrt{R_{\text{DC}}} \mathfrak{R}_I} = \frac{\sqrt{4k_B T R_{\text{DC}} \Delta f}}{\mathfrak{R}_V}. \quad (2.4)$$

## 2.2 Vidinis, elektrinis ir optinis jautriai

Ankstesniame skyriuje nagrinėti fizikiniai modeliai aprašo idealų tranzistorių. Detektoriaus atsako (1.61) formulėje yra tik vienas, nuo išorinių sąlygų priklausantis

narys – tranzistoriaus kanalą žadinančio signalo amplitudė  $V_a$ . Kaip šis dydis siejasi su į detektorių krentančios spinduliuotės galia  $P_{in}$ ? Idealiu atveju, jei laikysime, kad visa galia be nuostolių tenka tranzistoriui, abu dydžius sieja paprastas ryšys, išplaukiantis iš kanale sugertos galios formulės:

$$P_{in} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(V_a I_a) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\left(\frac{V_a^2}{Z_{ch}}\right) = \frac{V_a^2}{2} \frac{\operatorname{Re}(Z_{ch})}{|Z_{ch}^2|}. \quad (2.5)$$

Tuomet jautrio (2.2) formulėje, įskaičius (1.61), amplitudė  $V_a$  išsiprastina:

$$\Re_V^{\text{vidinis}} = \frac{q}{2m^* s^2} \frac{|Z_{ch}^2|}{\operatorname{Re}(Z_{ch})} f(\omega), \quad (2.6)$$

$$\Re_I^{\text{vidinis}} = \frac{\Re_V^{\text{vidinis}}}{R_{ch}} = \frac{q}{4m^* s^2 R_{ch}} \frac{1}{\operatorname{Re}(Z_{ch}^{-1})} f(\omega), \quad (2.7)$$

čia  $R_{ch}$  – kvazistatinė kanalo varža.

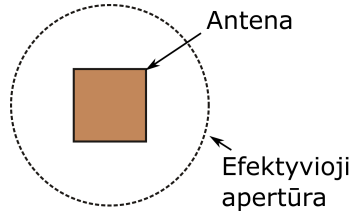
Gautos formulės aprašo taip vadinamą **vidinį** (angl. *intrinsic*) detektoriaus įtampos/srovės jautrį. Tikrovėje bet koks tranzistorius turi visą eilę parazitinių elementų, tokius kaip talpa tarp užtūros ir ištakos arba kontaktų varža. Į juos būtina atsižvelgti, nes jie įtakoja, ir kartais nemažai, įrenginio veiką – išsklaido dalį į detektorių patenkančios galios. Be to, THz spinduliuotė į tranzistorių patenka ne tiesiogiai, bet per anteną, esančią tame pačiame luste. Antena turi savo impedansą, kuris nebūtinai sutampa su tranzistoriaus kanalo impedansu. Šis impedansų nesuderinamumas iššaukia papildomą galios praradimą.

Be elektrinių nuostolių dėl parazitinių elementų reikia įvertinti ir optinius nuostolius bei nuostolius antenoje. Pirmieji gali būti patiriami dėl atspindžių nuo detektoriaus konstrukcinių elementų, krentančio spindulio formos ir suvedimo optikos netobulumų. Antra, antenoje elektriniais signalais virsta tik dalis į ją krintančios elektromagnetinės spinduliuotės. Šiuos nuostolius galima įvertinti žinant antenos efektyvumą  $\gamma_{ant}$  ir kryptingumą  $D$ . THz detektoriams su apertūrinėmis antenomis dažnai taikomas efektinio ploto artinys [48, p. 665]. Jo esmė: jei žinomas krentančio THz spindulio galios tankis  $S_{avg}$  ir antenos efektinis plotas  $A_{eff}$ , tuomet sugerta galia lygi šių dydžių sandaugai  $P_{in} = A_{eff} S_{avg}$ . Dydis  $A_{eff}$ , dažnai dar vadinamas efektyviąja apertūra, lengvai suskaičiuojamas žinant antenos kryptingumą:

$$A_{eff} = \frac{\epsilon_r \lambda^2}{4\pi} D. \quad (2.8)$$

Čia  $\lambda$  – spinduliuotės bangos ilgis, o  $\epsilon_r$  – terpės, kuria sklinda bangos, santykinė dielektrinė skvarba. Toliau aprašytų THz detektorių metalinių antenų efektyvioji apertūra didesnė už jų fizinių plotą (žr. 2.1 pav.).





2.1 pav.: THz spinduliuotei skirta lopinėlio formos antenos efektyvioji apertūra didesnė už fizinį antenos plotą.

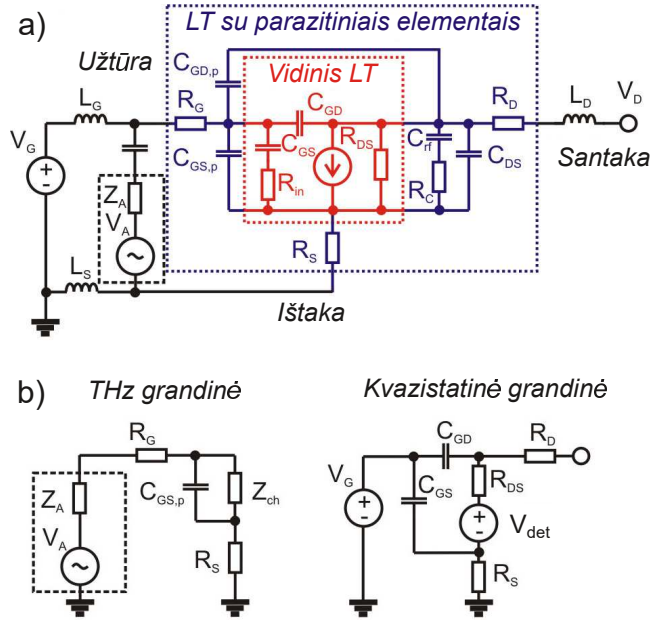
Skaičiuodami detektoriaus jautrį ir NEP formulėse (1.61), (2.2), imame ne visą šaltinio galią, bet sumažintą, įvertinus patirtus nuostolius. Tokiu keliu gauti parametrai vadinami **elektriniais**. Tikrovėje, tiriant tranzistorinių THz detektorių atsaką į laisva erdve sklindančius signalus, sunku įvertinti visus įmanomus nuostolius ir suskaičiuoti kokia tiksliai spinduliuotės galios dalis pasiekia tranzistoriaus kanalą. Dėl to teorinis vidinis jautris visuomet didesnis už elektrinį. Kiek jis didesnis, priklauso nuo pasirinktos nuostolių vertinimo schemos [53].

Yra ir trečias jautrio įvertinimo būdas: naudoti formulėse (1.61) ir (2.2) visą krentančios į detektorių spinduliuotės galią. Ji paprastai įvertinama panaudojant didelę, kelis kartus spindulio skersmenį viršijančią apertūrą turinčius detektorius, tokius kaip Golėjaus narvelis arba optoakustinis detektorius. Tokiu būdu suskaičiuoti jautris ir NEP vadinami **optiniais**.

Optiniai detektoriaus parametrai konservatyviausi. Jie, kartu su vidinę įtaiso sandarą aprašančiais parametrais, nustato viršutinę ir apatinę ribas elektriniam jautriui ir efektinei triukšmo galiai. Deja, literatūroje pateikiamuose tranzistorinių ir diodinių THz detektorių tyrimuose ne visuomet aiškiai nurodoma, koku būdu gauti veikos rodikliai. Dėl to gali kilti sunkumų lyginant tarpusavyje skirtingus detektorius. Šiame darbe pateikti konservatyviausi eksperimentiniai ir teoriniai jautrio ir NEP įvertinimai – optiniai.

## 2.3 Ekvivalentinė detektoriaus grandinė

Tranzistorinis THz detektorius yra elektroninis įrenginys. Tad nieko nuostabaus, kad teoriniam optinio jautrio įvertinimui galima naudoti analizę elektrinių grandinių lygmenyje. Bendra THz detektoriaus su lauko tranzistoriumi grandinės schema pateikta 2.2 a pav.) [62, sk. 3] [63]. Anteną grandinėje galime aprašyti kaip ekvivalentinį įtampos šaltinį su nuosekliai prijungtu impedansu  $Z_{ant}$ . Kadangi an-



2.2 pav.: (a) Elektroninė THz detektoriaus su Si KMOP tranzistoriumi grandinė. Spalvomis išskirtos trys grandinės dalys: vidinis lauko tranzistoriaus kanalas (raudona), tranzistoriaus parazitinės dalys (mėlyna) ir antena su likusiais elementais (juoda); b) Supaprastintos aukštadažnė (kairėje) ir žemadažnė (dešinėje) elektroninės grandinės. Adaptuota pagal [63]

tena naudojama THz spinduliuotės priėmimui, įtampa  $V_a$  yra atvirosios grandinės įtampa, kurią galima išreikšti maksimalia priimama galia  $P_{max} = V_a^2 / (8\text{Re}(Z_{ant}))$  [48, 64].

Kol lauko tranzistorius dirba žemesniu už ribinį  $f_T$  dažniu, jį galima aprašyti standartiniu aukštadažniu elektroninių grandinių modeliu, kurio komponentų parametrus suteikia pats gamintojas arba juos galima parinkti iš bendrų, viešai skelbiamų žinių apie naudojamą gamybai technologiją [65]. Toliau šį modelį vadinsime standartiniu gamintojo modeliu. Kai dažniai aukštesni už  $f_T$ , gamintojo modelis, kaip bus parodyta toliau, gali duoti klaidingus rezultatus. Tokiu atveju tranzistoriaus aprašymui naudojami analitiniai arba patobulinti grandinės lygmens modeliai. Šiame darbe laikysimės prielaidos, kad detekcija vyksta tik vidinėje lauko tranzistoriaus srityje, o parazitiniai elementai nepageidaujami ir daro neigiamą įtaką įrenginio veikai.

Jautrio ir NEP įvertinimui naudoti du modeliai: 1) standartinis gamintojo ir 2) analitinis, paremtas plazmoniniu maišymu, fizikinis modelis. Analitinis detekto-

riaus atsako į THz dažnio spinduliuotę modelis iš esmės skiriasi nuo standartinio tik elektronų transporto kanalo srityje aprašymu.

Plazmoninio maišymo modelio rėmuose lyginimo procesą tranzistoriaus kanale galime aprašyti kaip ekvivalentinį nuolatinės srovės (arba įtampos) šaltinį. Tuomet bendrą detektoriaus grandinės schemą galima supaprastinti: atskirti aukštadažnę dalį nuo žemadažnės (kvazistatinės), kaip parodyta 2.2 b pav.

Osciliuojantis amplitudės  $V_a$  signalas sukuria tranzistoriaus kanale krūvininkų tankio bangas (plazmines bangas), kurios virsta nuolatinium signalu, aprašomu (1.61) formule. Plazminį greitį  $s$ , atsižvelgiant į lygtis (1.37) ir (1.39), bei sąryšį  $\phi \propto V_g$  galima perrašyti tokiu pavidalu

$$s = \sqrt{\frac{qn}{m^*} \frac{\partial V_g}{\partial n}}. \quad (2.9)$$

Plazminis greitis priklauso nuo krūvininkų tankio užtūra valdomo kanalo dalyje  $n$  ir tankio moduliacijos užtūros įtampa  $V_g$ . Kadangi  $n$  atvirkščiai proporcingas kvazistatinei kanalo varžai  $R_{ch}$  (jei ignoruosime difuzinį srovės narį), sandaugą  $n\partial V_g/\partial n$  galime pakeisti išraiška

$$n\partial V_g/\partial n = -R_{ch}\partial V_g/\partial R_{ch} \equiv -(\partial \ln R_{ch}/\partial V_g)^{-1}, \quad (2.10)$$

nes  $R_{ch} = R_{DC} - R_S - R_D$ , čia  $R_S$  ir  $R_D$ , atitinkamai, parazitinė ištakos ir santakos varža. Tuomet plazminį greitį galime nesunkiai apskaičiuoti eksperimentiniu būdu išmatavus varžą  $R_{DC}$  [9]:

$$s = \sqrt{\frac{q}{m^*} |R_{ch}\partial V_g/\partial R_{ch}|}, \quad (2.11)$$

o THz atsako (1.61) formulė įgyja pavidalą

$$V_{det} = -\frac{V_a^2}{4} \frac{\partial \ln R_{ch}}{\partial V_g} f(\omega, \tau_p). \quad (2.12)$$

Lyginimo efektyvumo faktorius  $f$  priklauso nuo spinduliuotės dažnio  $\omega$ , judesio kiekio relaksacijos laiko  $\tau_p$ , užtūros valdomo kanalo ilgio  $L_g$  ir kvaziimpulso  $k$ , kuris, savo ruožtu, priklauso nuo tų pačių  $\omega$ ,  $\tau_p$  ir plazminio greičio  $s$  (žr. (1.38) lygtį). Tikslią  $f$  išraišką apsprendžia kaupinimo schema, kurios variantai nagrinėti 1.8 sk. Daliai tranzistorių, turinčių santykinai ilgą, kelių šimtų nm kanalą ir mažą, kelis šimtus  $cm^2/Vs$  siekiantį judrį (pvz., šiame darbe aprašyti Si KMOP lauko tranzistoriai), galioja sąlyga  $s\tau_p/L_g \ll 1$ . Tuomet įrenginiai dirba nerezonansiniame, paskirstyto varžinio maišymo režime. Tokiu atveju faktorius  $f$  nebeprisiklauso nuo

kaupinimo schemas ir lygus  $f(\omega, \tau_p) = 1 + 2\omega\tau_p/\sqrt{1 + (\omega\tau_p)^2}$ .

Detektoriaus jautris lygus atsako ir krentančios spinduliuotės galios  $P_{in}$  santykiui (žr. (2.2)). Galima matuoti tiek įtampos  $V_{det}$ , tiek ir srovės  $I_{det}$  atsaką, kuriuos sieja Omo dėsnis  $V_{det} = R_{DC}I_{det}$ . Toliau nagrinėsime srovės jautrį, tačiau pateiktas formules galime nesunkiai išvesti įtampos jautriui.

Maksimali į anteną patenkanti galia lygi  $P_{in}\eta$ , čia faktorius  $\eta$  įskaito antenos efektyvumą ir kitus optinio kaupinimo nuostolius. Dalis galios prarandama perduodant signalą iš antenos į tranzistoriaus kanalą. Šiuos parazitinių elementų iššautus nuostolius reprezentuoja amplitudės slopinimo faktorius  $H_V$ . Kaip matyti iš 2.2 b pav. pateiktos detektoriaus su santakos ryšiu aukštadažnės grandinės, parazitiniai elementai yra trys: nuo dažnio nepriklausančios užtūros ir ištakos varžos (atitinkamai,  $R_G$  ir  $R_S$ ), bei aukštadažnė šuntuojanti talpa  $C_{GS,p}$ . Tuomet faktoriaus  $H_V$  matematinė išraiška yra tokia:

$$H_V = \left| \frac{Z_{ch} \parallel Z_{par}}{Z_{ch} \parallel Z_{par} + Z_{ant} + R_G + R_S} \right|. \quad (2.13)$$

Čia  $Z_{ch} \parallel Z_{par}$  žymi lygiagretų tranzistoriaus kanalo impedanso  $Z_{ch}$  ir pašalinės talpos impedanso  $Z_{par} = (i\omega C_{GS,p})^{-1}$  jungimą.  $Z_{par}$  žymi užtūros ir ištakos persiklojimo elektrinę talpą (angl. *overlap capacitance*) ir taip vadinamą pakraščio elektrinę talpą (angl. *fringe capacitance*), kuri atsiranda dėl lengvai legiruojamų ištakos ir santakos sričių [66].  $Z_{ant}$  yra antenos impedansas.

Tokiu būdu gauname analitinę srovės jautrio išraišką, kurią galime įvertinti remdamiesi statinėmis įrenginio charakteristikomis ir sumodeliuotais aukštadažniais parametrais:

$$\Re_1 = -\frac{\partial \ln R_{ch}}{\partial V_G} f(\omega) 2\text{Re}(Z_{ant}) H_V^2 \eta. \quad (2.14)$$

Kanalo impedansą santakos kaupinimo schemas atveju aprašo (1.51) formulė, o užtūros-ištakos ryšio atveju – (1.56) formulė. Kvizistatinius krūvininkų kanale tankį  $n_0$  ir kanalo varžą  $R_{ch}$  sieja ryšys:

$$R_{ch} = L_g/qn_0\mu W = L_g m^*/q^2 n_0 \tau_p W, \quad (2.15)$$

čia  $W$  – kanalo plotis. Pasinaudoję šia išraiška, impedanso formulę santakos ryšio atvejui galime perrašyti tokiu pavidalu:

$$Z_{ch} = \frac{iks^2\tau_p R_{ch}}{\omega L_g} \tanh(kL_g), \quad (2.16)$$

o užtūros-ištakos ryšio atveju:

$$Z_{\text{ch}} = \frac{iks^2\tau_p R_{\text{ch}}}{\omega L_g} \coth(kL_g). \quad (2.17)$$

Kai plazminės bangos stipriai slopinamos kanale, o tai atsitinka tuomet, kai pradeda galioti sąlyga  $|kL_g| \gg 1$ , kanalo impedanso lygtyse esančios funkcijos  $\tanh$  ir  $\coth$  asimptotiškai artėja į vienetą ir (2.16)–(2.17) tampa identiškomis. Didžiumoje šiame darbe pristatytų THz detektorių įgyvendintas santakos ryšys, kurio faktorius  $f$  apibrėžtas (1.62) lygtimis.

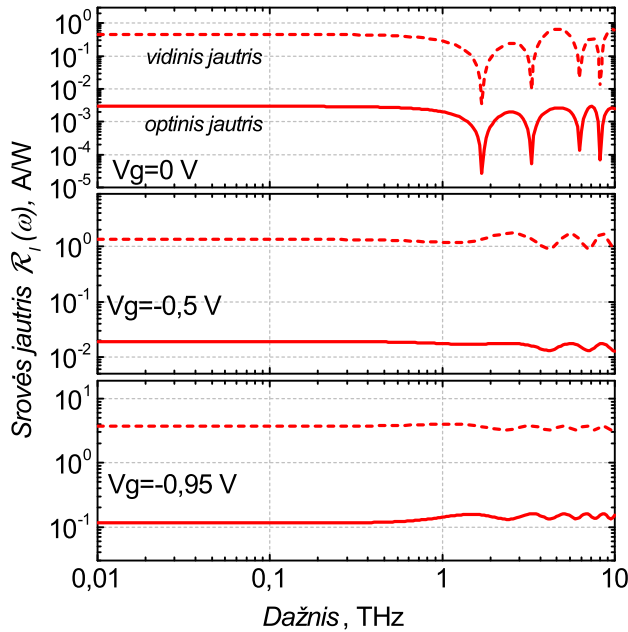
### 2.3.1 Parazitinių elementų įtaka jautriui

Eksperimentuose gaunamas detektoriaus veikos efektyvumas (optinis) visuomet prastesnis, lyginant su idealaus tranzistoriaus efektyvumu (vidiniu), kadangi dalis antena surinktos galios išsklaidoma parazitiniuose elementuose ar atsispindi kanalo pradžioje dėl impedansų nesuderinamumo. 2.3 pav. gerai iliustruoja skirtumą tarp optinio ir vidinio jautrio, suskaičiuoto AlGaIn/GaN detektoriumi, kuris plačiau aprašytas 5.1 skyriuje. Vidinis jautris (punktyrinė linija) suskaičiuotas naudojant (2.6) formulę, o optinis (ištisa linija) – (2.14) lygtį. Skaičiavimams naudota 10 mV spinduliuotės amplitudė, tipinė THz šaltiniams 100–600 GHz dažnių ruožė. Detektoriume esančios peteliškės formos antenos modeliavimas parodė, kad jos efektyvumas išlieka geras 0,3–2 THz dažnių intervale, tad optinio jautrio skaičiavimuose, paprastumo dėlei, antenos efektyvumo faktorius  $\eta$  prilygintas vienetui ir tariama, kad jis nepriklauso nuo dažnio.

Kaip matome iš 2.3 pav., nesvarbu kokią užtūros įtampą pasirinksimė, tranzistoriaus optinis jautris apytiksliai dviem eilėmis prastesnis už vidinį jautrį. To buvo galima tikėtis, nes nemaža (iki ~80 proc.) galios dalis [25] išsklaidoma užtūros nevaldomoje kanalo dalyje  $R_S$ , ši prielaida teisinga tik AlGaIn/GaN atvejui, Si KMOP tranzistoriume vienas iš pagrindinių parazitinių elementų yra kontaktų varža (žr. 3.3 skyrių). Savo indėlį įneša ir antenos bei tranzistoriaus kanalo impedansų nesuderinamumas. Verta atkreipti dėmesį, kad užtūros įtampai artėjant į nulį, kai tranzistoriaus jau atidarytas ( $V_g > V_{\text{th}}$ ), optinis jautris prastėja. Tai galima paaiškinti didėjančia  $R_S$  įtaka, nes kanalo varža  $R_{\text{ch}}$  mažėja.

Didelis optinio ir vidinio jautrių skirtumas rodo, kad dar yra daug erdvės AlGaIn/GaN detektorių tobulinimui. Užtūros elektrodu nevaldomos kanalo dalies mažinimas gali pagerinti plazmoninės detekcijos efektyvumą šio tipo TeraFET.

2.3 pav. taip pat rodo, kad rezonansinis plazmoninis režimas ir jo sukelti žymūs



2.3 pav.: Jautrio priklausomybė nuo spinduliuotės dažnio trims skirtingiems užtūros įtampos  $V_g$  atvejams AlGaIn/GaN TeraFET detektoriui (detaliai aprašytas sk. 5.1). Punktyrinė linija žymi vidinį jautrį, suskaičiuotą naudojant (2.6) formulę. Ištiesa linija žymi optinį jautrį, gautą iš (2.14) formulės. Kaupinimo schema – santakos, tariama THz spinduliuotės amplitudė – 10 mV.

jautrio padidėjimai AlGaIn/GaN detektoriuose sunkiai pasiekiami. Iš teorinių efektyvumo faktoriaus  $f(\omega)$  skaičiavimų, kuriuos atlikome 1.10 skyriuje ir kurie pateikti 1.9 pav., matėme ryškias rezonansines smailes plazmoninio maišymo režime (kai  $\omega\tau_p > 1$ ). Tačiau jautris, tiek vidinis, tiek ir optinis, priklauso ne tik nuo faktoriaus  $f$ , bet ir nuo plazmonų greičio  $s$  bei kanalo varžos  $R_{ch}$ . Pirmasis didėja kylant dažniui, o antrasis smarkiai priklauso nuo užtūros įtampos, ypač kai ji mažesnė už slenkstinę. Dėl to vidinis jautris turi rezonansines smailes tik aukštuose dažniuose ir kai tranzistoriaus kanalas atidarytas. Optinio jautrio atveju papildomą įtaką turi parazitiniai elementai ir impedansų nesuderinamumas. Dėl šių faktorių ryškesnės rezonansinės smailės optinio jautrio kreivėje stebimos tik kai tranzistoriaus kanalas visiškai atidarytas. Iš kitos pusės, kaip rodo eksperimentiniai rezultatai, geriausias jautris pasiekiamas kitame darbo taške, tuomet, kai tranzistorius dirba ties slenkstine užtūros įtampa ( $V_{th} = -0,98 V$  AlGaIn/GaN TeraFET atveju, daugiau žr. [9, 67]). Kitais žodžiais, jautrio padidėjimas dėl plazmonų rezonanso visiškai nustelbiamas nuostoliais dėl neoptimalaus darbo taško. Dėl šių priežasčių

detektoriaus rezonansinis režimas neturi praktinės vertės ir didžiama šiame darbe aprašytų eksperimentų su THz detektoriais atlikti dirbant įrenginiams ties slenks-tine įtampa.

Verta pažymėti, kad pateiktame detektoriaus modelyje įskaičiuota tik parazitinių elementų įtaka amplitudės slopinimo faktoriui (2.13). Tačiau jei tranzistorius dirba stipriame inversijos režime, parazitiniai elementai gali tiesiogiai įtakoti patį detek-cijos mechanizmą [23, 68, 69]. Šis efektas į modelį neįtrauktas.

### 2.3.2 Kvazistatinių parametų gavimas iš VACH matavimų

Praeitame skyrelyje pristatytas analitinis modelis iš dalies remiasi kvazistatiniais įrenginio parametrais ir fundamentiniais fizikiniais dydžiais: kanalo varža  $R_{ch}$ , už-tūros elektrodo nevaldomas kanalo dalis reprezentuojančios varžos  $R_D$  ir  $R_S$ , krū-vininkų judesio kiekio relaksacijos trukmė  $\tau_p$  bei kitais. Šias charakteristikas gali-me suskaičiuoti remdamiesi gamintojo suteikta informacija. Kitas kelias – išgauti trūkstamus duomenis iš paprasčiausių voltamperinės charakteristikos (VACH) ma-tavimo rezultatų. Teoriniai apytiksliai įverčiai gali skirtis nuo realiai išmatuotų dėl technologinių parametų natūralaus išsibarstymo. Dėl to eksperimentinis metodas yra efektyvus būdas greitai įvertinti dalį įrenginio charakteristikų.

Visiems šiame darbe aprašytiems THz detektoriams atlikta kvazistatinių paramet-rų gavimo procedūra. Ji susideda iš dviejų etapų. Iš pradžių išmatuojama įrenginio nuostoviosios varžos  $R_{DC}$  priklausomybė nuo užtūros įtampos, kanalui pridėjus ne-didelį 5-10 mV priešįtampį, o po to gautiems duomenis pritaikoma dviejų žingsnių atitaikymo (angl. *fitting*) procedūra, kurią sukūrė prof. H. Roskos ir prof. A. Lisaus-ko vadovaujamos THz elektronikos kūrimo grupės. Ši procedūra detalai aprašyta M. Bauer disertacijoje [25, sk. 4.2], toliau pateikiama lietuviška jos santrauka.

Atitaikymo procedūros branduolys – vieningo krūvio kontrolės modelis (UCCM), MOPLT tranzistoriams išvestas [70]. Šio modelio rėmuose kvazistatinė lauko tran-zistoriaus inversinio sluoksnio elektronų koncentracija  $n$  aprašoma lygtimi:

$$n = \frac{C_{ox}\eta V_T}{q} \ln\left(1 + \frac{1}{2} e^{(V_g - V_{th})/\eta V_T}\right), \quad (2.18)$$

čia  $\eta$  – neidealumo faktorius, bandinio temperatūra  $T = 294$  K.  $C_{ox} = \epsilon_0 \epsilon_r / d$  yra talpa tarp užtūros ir kanalo ploto vienetui. Ją galima pasiskaičiuoti žinant izoliuojančio sluoksnio santykinę dielektrinę skvarbą  $\epsilon_r$  ir atstumą tarp užtūros ir kanalo  $d$ .

Si KMOP tranzistoriams faktorius  $\eta$  yra konstanta, tačiau AlGaIn/GaN lauko tran-

zistorių atveju atitaikymo procedūra duoda gerus rezultatus tik tada, kai įvedama  $\eta$  priklausomybė nuo užtūros įtampos ir dviejų naujų konstantų  $\eta_1$  (dimensija  $1/V$ ) ir  $\eta_2$  (bedimensė) [9]:

$$\eta = 1 + \ln(1 + e^{\eta_1(V_g - V_{th}) + \eta_2}). \quad (2.19)$$

Pirmame atitaikymo žingsnyje imame stiprios inversijos darbo režimą, kai  $V_g - V_{th} \gg V_T$ . (2.18) lygtį galime aproksimuoti iki tiesinės  $n(V_g)$  priklausomybės – tolygiai kintančio kanalo aproksimacijos:

$$n = \frac{C_{ox}}{q}(V_g - V_{th}). \quad (2.20)$$

Kvazistatinė kanalo varža  $R_{DC}$  yra dviejų komponentų suma: užtūros kontroliuojamos kanalo varžos  $R_{ch}$  ir parazitinės dalies  $R_{par}$ :

$$R_{DC} = R_{ch} + R_{par}. \quad (2.21)$$

AlGaIn/GaN tranzistoriaus atveju, didžiausią indėlį į parazitinę varžą įneša užtūros nekontroliuojama kanalo varža [9]. Si KMOP įrenginių atveju,  $R_{par}$  apytiksliai lygi ištakos ir santakos kontaktų varžų sumai  $R_S + R_D$  [71]. Tik  $R_{ch}$  priklauso nuo krūvininkų koncentracijos kanale  $n$ . Šią priklausomybę išreiškia (2.15) formulė. Įstatę į ją (2.21) gauname pirmąją atitaikymo procedūros lygtį su vienu kintamuoju  $x = V_g$  ir trimis parametrais  $A$ ,  $B$  ir  $R_{par}$ :

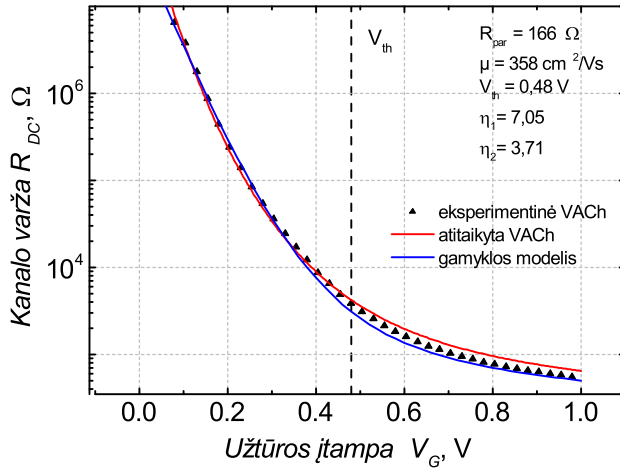
$$R_{DC} = \frac{1 + R_{par}(Ax + B)}{Ax + B}. \quad (2.22)$$

Atitaikymo procedūrai imame išmatuotas VACH dalį, kurioje tranzistorius yra visiškai atidarytas ir kanalo varža kinta tiesiškai nuo užtūros įtampos. Pavyzdžiui, 2.4 pav. pavaizduotoje eksperimentinėje VACH pirmam atitaikymo etapui imta kanalo varžos kreivės dalis tarp 0,75 V ir 1,00 V. Atitaikymą galima atlikti bet kuria šią funkciją turinčia programine įranga (šiam darbe naudotas „Octave“ aplinkos „nonlin\_curvefit“ įrankis).

Suradę parametrus  $A$ ,  $B$  ir  $R_{par}$ , ties kuriais išmatuota tiesinė VACH dalis sutampa su funkcija (2.22), galime suskaičiuoti slenkstinę įtampą  $V_{th} = B/A$  ir elektronų judrį  $\mu = A \cdot L_g / C_{ox} W$ .

Antrame atitaikymo procedūros žingsnyje imame VACH visame užtūros įtampų intervale ir atitaikome jai (2.18) formule aprašytą kreivę, keisdami parametrus  $\eta_1$  ir  $\eta_2$  ir naudodami pirmame žingsnyje gautas  $R_{par}$ ,  $V_{th}$  ir  $\mu$  vertes.



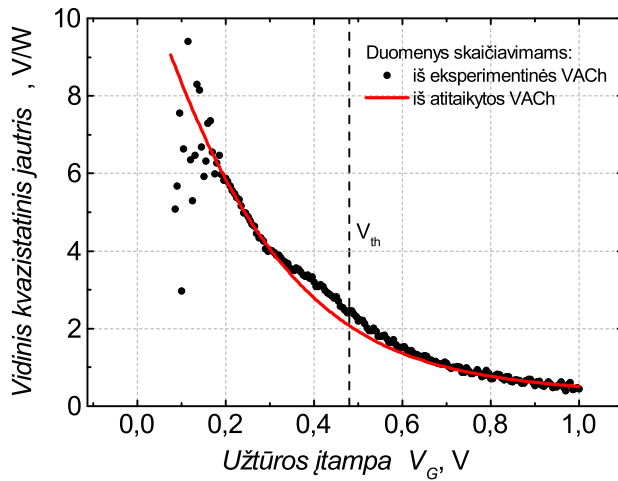


2.4 pav.: Kvizistatinės kanalo varžos priklausomybė nuo užtūros įtampos Si KMOP 90 nm MOPLT tranzistoriui. Išmatuota voltamperinė charakteristika parašyta juodais taškais, gauta atitaikyta kreivė – raudona linija. Mėlyna spalva pažymėta suskaičiuota VACH, naudojant programą ADS ir standartinį gamyklos modelį.

2.4 pav. pateikti Si KMOP 90 nm technologijos detektoriumi pritaikytos atitaikymo procedūros rezultatai. Žinomi parametrai: tranzistoriaus kanalo ilgis  $L_g = 100 \text{ nm}$ , plotis  $W = 1 \text{ }\mu\text{m}$ , Si efektinė masė  $m^* = 0,26 m_e$ , čia  $m_e$  – laisvo elektrono masė, talpa  $C_{\text{ox}} = 0,0144 \text{ F/m}^2$ , kai atstumas tarp kanalo ir užtūros  $d=2,4 \text{ nm}$ , o Si dielektrinė skvarba  $\epsilon_r = 3,9$ . Gauta nuostoviosios kanalo varžos priklausomybė nuo užtūros įtampos labai gerai sutapo (18 proc. vidutinė paklaida) su eksperimentiniais rezultatais.

Atitaikytas vertės kokybiškai sutampa su literatūroje pateiktomis panašios technologijos tranzistoriams ar kitais VACH apdorojimo metodais išgautomis vertėmis. Pvz., atitaikytas elektronų judris  $\mu = 358 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$  (ir jį atitinkantis judesio kiekio relaksacijos trukmė  $\tau_p = 52,8 \text{ fs}$ ) gerai sutampa su [72] pateiktomis tipinėmis dvimačių dujų panašaus legiravimo Si tranzistoriuje vertėmis. Slenkstinę įtampą  $V_{\text{th}}$  galime surasti iš  $R_{\text{DC}} = f(V_g)$  kreivės, taikydami antros išvestinės metodą [73]. Tokiu būdu gauta  $V_{\text{th}}$  vertė 0,44 V sutapo su atitaikymo procedūra gauta verte 0,48 V paklaidų ribose (didesnes paklaidas lemia antros išvestinės metodas, dėl mažų, kelis pA siekiančių, matavimų naudojamų ištakos srovių).

Iš nuostoviosios kanalo varžos matavimų galime įvertinti vidinį detektoriaus jautrį. Į (2.6) lygtį įstatę (2.11) ir lyginimo efektyvumo faktorių  $f(\omega)$  prilyginę vienetui (varžinio maišymo artinys), gauname kvazistatinio vidinio jautrio išraišką, kuri



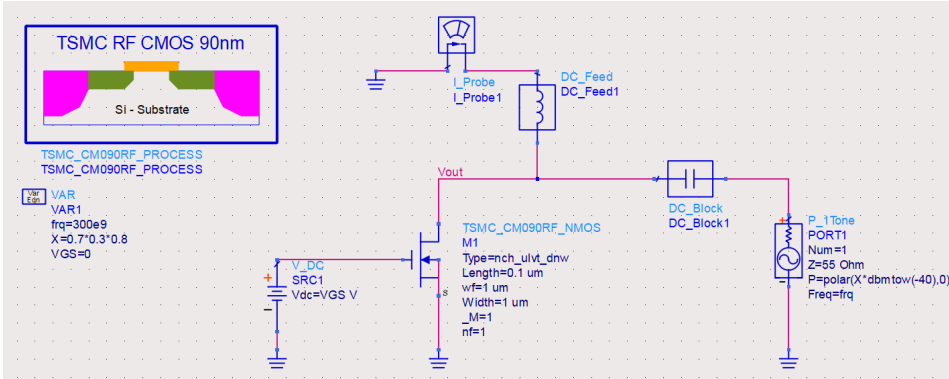
2.5 pav.: Vidinio kvazistatinio jautrio priklausomybė nuo užtūros įtampos Si KMOP 90 nm MOPLT tranzistoriui. Taškai žymi jautrį, suskaičiuotą iš eksperimentinės voltamperinės charakteristikos, o linija – iš pritaikytos VACH kreivei atitaikymo procedūros rezultatų.

priklauso tik nuo užtūros valdomos kanalo varžos  $R_{ch}$  ir užtūros įtampos  $V_g$ :

$$\mathfrak{R}_{I, QS}^{\text{vidinis}} = -\frac{1}{4R_{ch}} \frac{\partial R_{ch}}{\partial V_g}. \quad (2.23)$$

Čia simboliai  $QS$  pažymi, kad jautris yra kvazistatinis. 2.5 pav. pateiktas Si KMOP 90 nm tranzistoriui suskaičiuoto jautrio (naudojant eksperimentinius varžos matavimo ir gautus iš atitaikymo procedūros duomenis) priklausomybė nuo užtūros įtampos. Kaip matome, didžiausias teorinis detektoriaus jautris ties  $V_g = 0,45 \text{ V}$  (ši užtūros įtampa naudota dalyje toliau aprašytų eksperimentų) lygus  $\sim 2\text{--}2,3 \text{ V/W}$ . Tikrovėje, kaip bus parodyta vėliau, išmatuojamas optinis detektoriaus jautris keliomis eilėmis mažesnis už teorinį.

Verta pažymėti, kad (2.23) formulės išvedimui naudotas ryšys  $n \propto 1/R_{ch}$  iš tiesų yra apytikslis. Kvazistatinė kanalo varža priklauso ne tik nuo krūvininkų dreifo, bet ir difuzijos, proporcingos pirmajai koncentracijos išvestinei pagal koordinatę. Griežtai tariant: termiškai sužadintų krūvininkų poveikį įskaitančias pataisas reikėtų įtraukti ir į (1.58)–(1.59) lygtis, iš kurių išvedama detektoriaus atsako (1.61) formulė. Tas nepadaryta dėl praktinių sumetimų, nes difuzinės srovės pataisos nagrinėjamam modeliui nėra reikšmingos.

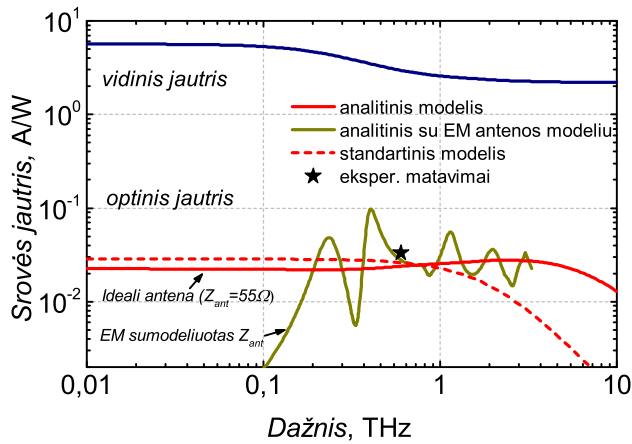


2.6 pav.: Standartinio Si KMOP 90 nm tranzistoriaus modelio vaizdas programoje „Keysight Advanced Design System“.

### 2.3.3 Standartinio ir analitinio modelių palyginimas

Lygiagrečiai su analitiniu modeliu įrenginiams pritaikyta standartinė sutelktinių elementų modeliavimo kompiuteriu procedūra [62, sk. 3.4]. Jos pagrindą sudaro gamyklos pateikti HSPICE formatu tranzistoriaus parametrai. Modeliavimui pasirinkta „Keysight Advanced Design System“ aplinka. 2.6 pav. pateiktas Si KMOP 90 nm tranzistoriaus modelis, sukurtas šia programa. Standartinis modelis suteikia daug žinių apie kvazistatinius THz detektoriaus parametrus, tokius kaip voltamperinė charakteristika ar žemadažnis jautris. Taip pat tai yra būdas patikrinti analitinį modelį mikrobangų ruože. Praeitame skyrelyje pateiktas abiejų modelių palyginimo pavyzdys (žr. 2.4 pav. mėlynas ir raudonas kreives).

Įprastai gamintojas pateikia tipinio pločio ir ilgio tranzistorių parametrus, gautus iš mikrobangų ruožo matavimo rezultatų. Modeliavimo programa suskaičiuoja trūkstamus duomenis reikiamos geometrijos tranzistoriui ir dažniui, ekstrapoliuodama duomenų bazėje turimus parametrus [62, p. 91]. Deja, ši procedūra ne visuomet duoda gerus rezultatus aukštesniems dažniams – milimetrinėms bangoms ir ypač submilimetrinėms. Kritinis taškas, kaip jau ne kartą minėta, yra tranzistoriaus ribinis dažnis  $f_T$ . 2.7 pav. pateiktas dviem metodais sumodeliuotas srovės jautris. Pradžiai panagrinėkime optinio jautrio  $\mathfrak{R}_I$  su idealia antena rezultatus. Raudona išsita linija žymi pagal (2.14) formulę suskaičiuotą jautrį, o tos pačios spalvos punktyrinė linija – standartinio modelio pateiktus rezultatus. Kaip matome, standartinis modelis duoda ženklų jautrio kritimą virš 1 THz. Fizikinio analitinio modelio prognozė aukštesniems dažniams numato ne kritimą, o netgi nežymų (iki 50 proc.) kilimą iki pat 4 THz. Eksperimentai su šiuo THz detektoriumi parodė, kad fizikinis modelis geriau tinka aprašyti atsaką, tuo tarpu, standartinis modelis



2.7 pav.: Sumodeliuota optinio srovės jautrio  $\mathcal{R}_I$  priklausomybė nuo spinduliuotės dažnio, naudojant fizikinį analitinį modelį (išsistinė linija) ir standartinį gamintojo modelį (punktyras). Tranzistorius: Si CMOS TeraFET, užtūros įtampa  $V_g = 0,45 V$ . Analitiniame modelyje panaudoti du antenų impedanso variantai  $Z_{ant}$ : idealus, nekintantis ( $55 \Omega$ ) ir sumodeliuotas taikant elektromagnetinį momentų metodą su „Keysight ADS“. Taip pat palyginimui pateiktas suskaiciuotas vidinis jautris naudojant tik analitinį modelį (mėlyna linija). Juoda žvaigždute pažymėtas eksperimentiniu būdu išmatuotas detektoriaus jautris ties 600 GHz. [74]

tinkamas tik žemesnių dažnių modeliavimui.

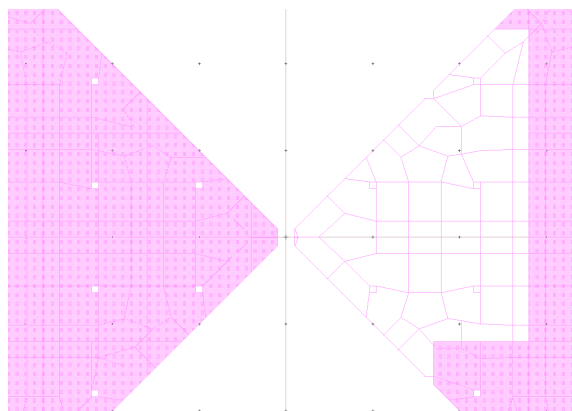
Gamintojo suteikti duomenys Si KMOP 90 nm modeliui remiasi matavimais iki 100 GHz. Tai, kad šis modelis duoda per greitą jautrio kritimą kylant dažniui, gali būti paaiškinta per dideliu talpiniu šuntavimu virš 1 THz. Jei rentumėmės tik standartiniu modeliu, aukštuosiuose dažniuose [63] didelį jautrį gautume jei antena dirbtų aukšto induktyvumo režime (neigiama menama impedanso  $Z_{ant}$  dalis). Verta pažymėti, kad tam pačiam detektoriumi galima pritaikyti standartinį modelį su gamintojo pateikiamais 65 nm technologijos (vietoje 90 nm) parametrais. Tokiu neįprastu būdu sumodeliuotas optinis jautris gerai sutampa su fizikiniu modeliu (šiam darbe tokio modeliavimo rezultatai nepateikiami). Galima daryti prielaidą, kad 65 nm modelis geriau įvertina aukštadažnių efektų įtaką tranzistoriaus parametrams, o geresnis sutapimas su fizikiniu modeliu – tik sustiprina šio taikymo pagrįstumą.

## 2.4 Antenų elektromagnetinis modeliavimas

Pirminį detektoriaus jautrio ir NEP įvertinimą galima atlikti tariant, kad antena ideali, t.y. jos efektyvumas ir impedansas nepriklauso nuo dažnio ir lygūs, atitinkamai, vienetui ir fiksuotam omų kiekiui, pavyzdžiui,  $75 \Omega$ . Lygindami 2.3.1 skyrelyje AlGaIn/GaN TeraFET optinį ir vidinį jautrį laikėmės šio artinio. Nežiūrint tokio supaprastinimo, to pakanka teisingam galios praradimo dėl impedansų nesuderinamumo įskaitymui fizikiniame detektoriaus modelyje. Be to, tai leidžia palyginti tarpusavyje skirtingų mokslinių grupių skelbiamus detektorių charakterizavimo rezultatus, kurie neretai pateikiami perskaičiuoti pasirinktam antenos efektyvumui ar efektyviajam antenos plotui, taip iškreipiant tokius veikos parametrus, kaip efektyvė triukšmo galia ar jautris. Žinoma, antenos parametrai priklauso nuo dažnio ir atliekant tikslesnį, orientuotą į optimizavimą detektoriaus modeliavimą, į tai būtina atsižvelgti.

Bet kokio elektromagnetinio (EM) įrenginio modeliavimo tikslas – išspręsti Maxwell'o lygtis. Tikslus šių lygčių sprendimas yra sudėtingas, ypač šiuolaikiniams mikrobangų srityje naudojamiems prietaisams, dėl to naudojami artiniai. Dalis artinių yra skaitmeniniai ir sprendžiami kompiuteriu. Praktikoje naudojamos dvi didelės skaitmeninių Maxwell'o lygčių sprendimo metodų klasės: visos bangos (angl. *full-wave*) ir asimptotinės (angl. *asymptotic*) technikos [75, p. 4]. Asimptotiniai metodai naudoja fundamentinius Maxwell'o lygčių artinius, dėl to tinka tik siauram problemų ratui spręsti, pvz., geometrinei optikai, fizikinei optikai ar vieningai difrakcijos teorijai. Komerciniuose ir nemokamuose programiniuose produktuose dominuoja visos bangos metodai, kurie potencialiai gali būti labai tikslūs, nes pradinėje stadijoje nenaudoja fizikinių artinių [75].

Pagrindiniai visos bangos skaitmeniniai Maxwell'o lygčių sprendimo metodai yra trys: momentų, baigtinių skirtumų dažnių domeno (angl. *finite difference time domain (FDTD) method*) ir baigtinių elementų (angl. *finite element method (FEM)*) [76, p. 1463]. Be jų dar kartais naudojamos perdavimo linijos matricos (*transmission line matrix (TLM)*), linijų metodas (*MoL*), apibendrinta multipolių technika (*generalized multipole technique (GMT)*) ir kiti sprendimo metodai [76, p. 1463]. Pora sėkmingų FDTD metodo pritaikymo komerciniuose produktuose pavyzdžių yra programiniai paketai „Ansys CST Microwave Studio“ ir „Remcom XFDTD“. Pirmoji programa naudota dalies šiame darbe aprašytų THz detektorių modeliavimo uždavinių sprendimams. Baigtinių elementų metodas realizuotas tokiose žinomose programose, kaip „Ansys HFSS“ ir „Comsol Multiphysics“ (anksčiau FEMLAB). Momentų metodas yra bene labiausiai paplitęs skaitmeninis Maxwell'o lygčių sprendimo būdas, ypač antenų inžinerijoje [75, p. 7]. Pagrindiniai šiame darbe antenų modeliavimo darbai atlikti su programiniu paketu „Keysight Advanced

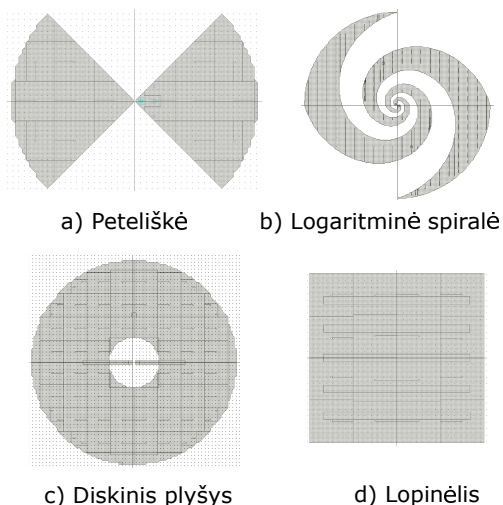


2.8 pav.: Programos „Keysight ADS” momentų metode naudojamo tinklelio pavyzdys. Parodyta peteliškės tipo antenos centrinė dalis. Dešiniojoje pusėje dirbtinai nuimta dalis metalo, kad geriau matytųsi tinklelis.

Design System” (toliau „Keysight ADS”), kuriame naudojamas būtent momentų metodas.

Pagrindinė visos bangos kompiuterinių EM metodų idėja yra pasirinkto nežinomo elektromagnetinio parametro, paprastai paviršinė srovė momentų metode ir elektrinis laukas FEM ir FDTD metoduose, diskretizavimas ir paskesnis integrinių arba diferencinių lygčių matricos sprendimas. Ilustracijai panagrinėkime antenos modeliavimo su „Keysight ADS” eigą [77, 78]. Pirmame žingsnyje programa sukuria taip vadinamą pseudotrimatį tinklelį (angl. *mesh*), kuris padengia visą antenos plotą (žr. 2.8 pav.). Tinklelio elementai yra kvadratai, trikampiai arba daugiakampiai. Tinklelis vadinamas pseudotrimitačiu (arba 2,5 mato) dėl to, kad jo elementai yra dvimačiai, tačiau jais galima padengti trimatę struktūrą. Antrame žingsnyje suskaičiuojamos į kiekvieną tinklelio elementą įtekančios ir ištekančios srovės. Gaunama srovių matrica, kuri išsprendžiama ir gaunami sistemos S parametrai. Matricos dydį, atitinkamai ir sprendimui naudojamus kompiuterio resursus bei laiką, apsprendžia ne tik modeliuojamos struktūros sudėtingumas, bet ir pasirinktas tinklelio „akių” smulkumas: kuo elementai mažesni, tuo daugiau resursų reikalauja sprendimas, tačiau tuo jis tikslesnis.

Šiame darbe „Keysight ADS” programa antenų modeliavimui pasirinkta iš dalies dėl to, kad tai ne pavienis įrankis, bet visa eilė puslaidininkinių įtaisų kūrimui reikalingų įrankių paketas: pvz, aukštadažnių grandinių modeliavimo ar detektoriaus dizaino paruošimo gamybai įrankiai. Tokiu būdu viena programa galima patogiai ir taupant laiką atlikti daug modeliavimo ir gamybos uždavinių. Su „Keysight ADS” nubraižytos trimatės antenų struktūros, maksimaliai atkartojančios realias,



2.9 pav.: Detektoriuose panaudoti paviršinių antenų tipai. Programa „Cadence Virtuoso“ suformuoti vaizdai. Kai kuriuose vaizduose matyti ir kiti detektorių dizaino elementai. Antenų masteliai nevienodi.

įskaitant dielektrinių ir metalo sluoksnių sandarą, perdavimo linijas ir papildomus dizaino elementus. Atlikta analizė, taikant momentų metodą, suteikė informaciją apie pagrindinius antenos parametrus: efektyvumą, kryptingumą, poliarizaciją ir impedansą. 3.4 pav. parodytas vienas iš tokio modeliavimo rezultatų – Si KMOP 90 nm detektoriaus peteliškės formos antenos impedanso reali ir menama dalys. Šie duomenys panaudoti ir fizikiniame modelyje jautrio skaičiavimui, kurio rezultatą galima pamatyti 2.7 pav.

## 2.5 Detektoriuose panaudoti antenų tipai

THz detektoriuose efektyvesniam spinduliuotės surinkimui panaudotos keturių tipų paviršinės antenos: dvi plačiajuostės ir dvi atrankiosios (rezonansinės). 2.9 pav. pavaizduoti programa „Cadence Virtuoso“ sukurti antenų dizainai. Toliau trumpai apžvelgsime jas, o daugiau detalių bus pateikta tolimesniuose skyriuose.

- **Peteliškė** (angl. *bow-tie*) priskiriama plačiajuostėms antenoms. Apatinę dažnių intervalo, kuriame antena efektyviai dirba, ribą apsprendžia visos konstrukcijos ilgis, o viršutinę – tarpas tarp lopinėlių. Antenos parametrai varijuoja santykinai nedaug keičiant dažnį. Peteliškė turi rezonansinius dažnius, tačiau jie išreikšti neryškiai. Antena pasižymi tiesine poliarizacija

(elektrinio lauko vektorių sutampa su ilgąja simetrijos ašimi). Šiame darbe aprašyti detektoriai su peteliškėmis parodė geriausius jautrio ir NEP rezultatus tarp plačiajuosčių įrenginių ir gerai veikė 250-2200 GHz intervale.

- **Logaritminė spirālė** (angl. *log-periodic spiral*) – dar viena plačiajuostė antena. Jos parametrai priklauso nuo dažnio tolygesnė lyginant su peteliške (mažiau išreikšti rezonansai). Detektoriai su logaritmine spirale pasižymėjo prastesniu jautriu ir siauresniu veikos dažnių intervalu (nuo 150 GHz iki 1,5 THz). Nežiūrint to, jie turi vieną privalumą – apskritimą poliarizaciją, dėl kurios įrenginius paprasčiau naudoti praktikoje (paprastesnis šaltinio ir detektoriaus derinimas).
- **Diskinis plyšys su impedansų transformacija** (angl. *circular slot with impedance transformation*) – atrankioji antena. Šio tipo antenos kartais naudojamos mikrobangų dažnių ruože, o ties 10 GHz jų efektyvumas gali siekti 80 proc., o rezonansinės juostos plotis – iki 12 proc [79]. Pirmu artėjimu rezonansinį dažnį nusako plyšio perimetras, lygus pusei bangos ilgio. Dėl panaudoto dipolio formos impedansų transformatoriaus antenos centrinis dažnis pasislinkęs į žemesnių dažnių pusę. Detektoriai su šio tipo antena pasižymėjo pačiu didžiausiu jautriu ir mažiausiu NEP ties 470 GHz. Poliarizacija – tiesinė,  $E$  lauko kryptis sutampa su impedansų transformatoriaus ašimi.
- **Lopinėlis** (angl. *patch*) – tai taip pat atrankioji antena, kurios centrinį dažnį apsprendžia ilgis, o dažnių juostos plotį – lopinėlio plotis ir nuotolis iki žemės plokštumos. Keičiant plotį galima keisti ir impedansą, kas, savo ruožtu, svarbu derinant tranzistoriaus ir antenos impedansus. Poliarizacija – teisinė.

## 2.6 Skyriaus išvados

Šiame skyriuje aprašyti detektorių modeliavimui naudoti metodai ir modeliai. Plazmoninio maišymo teorijos pagrindu sukurtas fizikinis modelis tiksliau aprašo THz detektorių veiką aukštuose dažniuose (virš 1 THz) ir duoda tikslesnius jautrio, efektingos triukšmo galios ir kitų įrenginio parametrai įvertinimus, lyginant su standartiniu, gamintojo suteikta arba bendra informacija apie gamybos procesą grįstu modeliu. Optinis jautris (matuojamas eksperimentuose) ženkliai prastesnis už vidinį jautrį (teorinį) dėl impedansų nesuderinamumo tarp antenos ir tranzistoriaus, galios praradimo parazitiniuose elementuose bei optinių nuostolių.



## Skyrius 3

# Plačiajuosčiai Si KMOP 90 nm detektoriai

Šiame skyriuje aprašyti trys detektoriai su Si KMOP tranzistoriais. Įtaisai pagaminti komercinėje Taivano gamykloje „Taiwan Semiconductor Manufacturing Company Limited” (toliau TSMC). Gamybai naudotas 90 nm technologijos procesas [80]. Įprastos TSMC kainos ir minimalūs užsakomų lustų kiekiai dažniausiai yra per dideli moksliniams projektams. Patogu, kad tiek Europos Sąjungoje, tiek ir JAV sukurti tinklai, kurie padeda akademinėms įstaigoms ir nedidelėms kompanijoms santykinai nebrangiai pasigaminti prototipinius integrinius grandynus komercinėse gamyklose. Viena iš tokių paslaugų, Didžiosios Britanijos mokslo tarybos kuriojama „Europractice” [81], ir pasinaudota gaminant toliau aprašytus detektorius.

Du detektoriai yra plačiajuosčiai, o vienas – atrankusis. Įrenginius kūrė Vilniaus ir Frankfurto Universitetų mokslinės grupės. Dalis skyriaus medžiagos publikuota [74]. Daugiau dėmesio bus skiriama plačiajuosčiams detektoriams, nes jų dizainas naujas ir ženkliai skiriasi nuo rezonansinio detektoriaus.

### 3.1 Mokslinis tyrimų aktualumas

Pastaraisiais metais 0,3–10 THz ruožo spektroskopija vystėsi labai sparčiai. Didžiausia pažanga šioje srityje padaryta taikant impulsinius spinduliuotės generavimo metodus (arba laiko srities, angl. *time-domain*). Nuolatinės veikos šaltiniais

parentai spektroskopijai irgi skiriamas didelis dėmesys, nes ji turi dažnio pasirinkimo galimybę ir pasižymi aukštesne dažnių skyra [19].

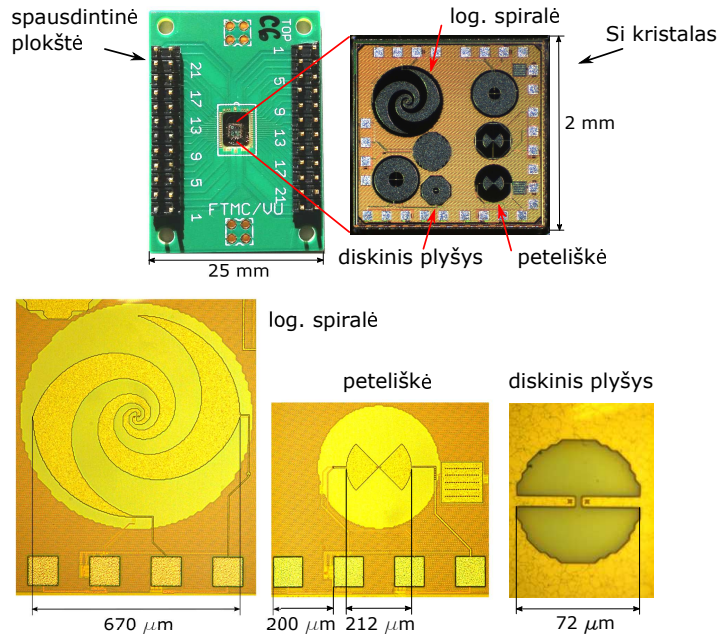
Daugumos šiandien laisvai prieinamų komercinių kambario temperatūros nuolatinės veikos THz spektrometrų pagrindą sudaro puslaidininkiniai fotomaišikliai, naudojami ir kaip spinduliuotės šaltinis, ir kaip detektorius. Tokie prietaisai įprastai veikia dideliu dinaminio intervalu pasižyminčiu homodininio detektavimo režimu [19]. THz spinduliuotės galią galima matuoti ir kambario temperatūroje veikiančiais lyginimo principą išnaudojančiais Schottky diodų, tunelinių diodų [2, 3] ar lauko tranzistorių detektoriais [82]. Juos galima naudoti kaip tiesioginius galios matuoklius arba pritaikyti homodininei ar heterodininei koherentinės detekcijos veikai.

Tranzistoriniai THz detektoriai (toliau TeraFET) iš kitų puslaidininkinių įtaisų išsiskiria keliais aspektais. Visų pirma, juos galima gaminti pasitelkus gerai įvaldytą puslaidininkinių įrenginių masinės gamybos technologiją, tokią kaip KMOP (ang. CMOS). Šis privalumas duoda ir kitą naudą – TeraFET galima nesunkiai apjungti į didelio ploto, 1000-io ir daugiau elementų masyvus, tinkančius vaizdinimo sprendimams [16, 17]. Trečia, lyginant tranzistorinius detektorius su Schottky diodais, pirmieji turi didesnę veikos aukštuose dažniuose (virš 1 THz) potencialą, nes juose nepasireiškia staigus efektyvumo kritimas, kuris stebimas diodų atveju [83].

Iš kitos pusės, iki šiolei vienas didesnių tiesioginių puslaidininkinių galios matuoklių trūkumų buvo santykinai siaura (neviršijanti 1-1,5 THz) veikos dažnių juosta. Šis apribojimas sąlygotas ne tiek pačio vidinio lyginimo proceso, bet konstrukcijos ypatumų ir išorinių komponentų, tokių kaip bangolaidžiai arba antenos. Galimybė integruoti tame pačiame luste ir anteną, ir lauko tranzistorių leidžia minimizuoti reaktyvių parazitinių elementų kiekį ir dydį. Tokiu būdu pagerinamos ne tik jautrio charakteristikos, bet ir išplečiamas veikos dažnių ruožas. Toliau pateikti detektorių kūrimo ir tyrimo rezultatai gerai patvirtina šį teiginį. Vienas iš sukurtų TeraFET detektorių pasižymi jautrio plokščia priklausomybe nuo dažnio daugiau nei tris oktavas viršijančiame ruože (nuo 0,25 THz iki 2.2 THz).

## 3.2 Detektorių dizainas

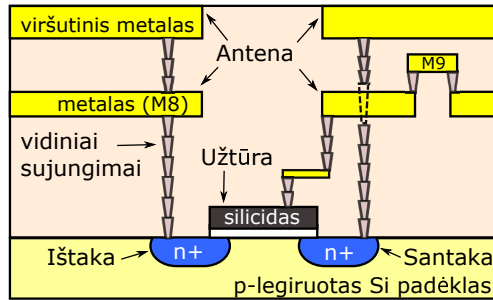
Si KMOP 90 nm technologijos detektorių dizainas kurtas integrinių grandynų industrijoje dažnai naudojamu programų paketu „Cadence Virtuoso Layout Suite” [84]. Šis paketas nėra vienintelis integrinių grandynų modeliavimo ir dizaino kūrimo įrankis. Iš alternatyvų galima paminėti „Synopsis Custom Compiler”, „Keysight Advanced Design System”, „Mentor Graphics Pyxis Layout” ir „Tanner



3.1 pav.: Viršuje: tyrimams naudotos spausdintinės plokštės ir jos viduryje ant didelės specifinės varžos Si padėklo priklijuoto Si lusto su detektoriais nuotraukos (padarytos optiniu mikroskopu). Raudonomis rodyklėmis pažymėtos detektorių išsidėstymo vietos luste. Apačioje: išdidintos pavienių detektorių nuotraukos. Kiekvieno vaizdo masteliai skiriasi.

L-Edit”. Kompanijos „Cadence” programa pasirinkta, nes detektorius pagaminusi gamykla TSMC suteikė tik su šia programa suderintus dizainui reikalingus resursus (technologinius failus ir bibliotekas, reikalavimų dizainui rinkinius, dokumentaciją ir pan.).

Visuose detektoriuose, aprašytuose šiame skyriuje, integruotas vienas arba du itin žemos slenkstinės įtampos ( $V_{th} \approx 0,48 \text{ V}$ ) MOP lauko tranzistorius su n kanalu (angl. *NMOS*). Kanalo ilgis – 100 nm, plotis – 1 μm. Tranzistorius sujungtas su paviršine antena. Antenų, atitinkamai ir detektorių, variantai trys: dvi plačiajuostės – logaritminė spirālė ir peteliškė, ir viena rezonansinė – diskinis plyšys su impedanso transformacija (žr. 3.1 pav. apatinę dalį). Lyginant su ankstesniais prof. A.Lisausko vadovaujamos tyrėjų grupės sukurtais detektoriais [4, 10, 15, 85], čia aprašytuose plačiajuosčiuose detektoriuose naudojamas tik vienas, o ne du, lygiagrečiai sujungti tranzistoriai. Būtent vieno LT dizaino pasirinkimo priežastis – pagerinti THz galios perdavimą iš antenos į netiesinį elementą. Tačiau toks sprendimas pasižymi sudėtingesniu dizainu, nes reikalauja daugiau metalo sluoksnių vidi-

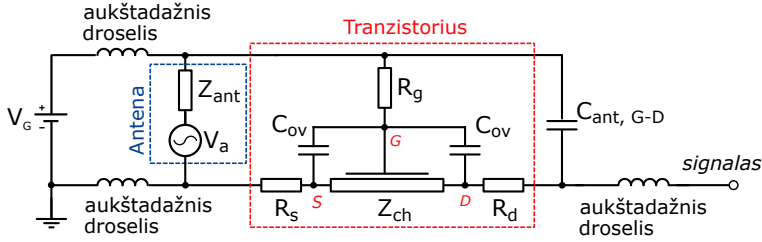


3.2 pav.: Principinė plačiajuosčio Si KMOP 90-nm detektoriaus su plačiajuoste (peteliškės arba logaritminės spirалės formos) antena sandaros schema. Elementų dydis neatitinka realaus mastelio. [74]

niams elementų sujungimams ir kontaktų išvedimams. Atrankusis detektorius turi du NMOS tranzistorius, jo vidinė sandara panaši į [15], tačiau antenos konstrukcija yra kitokia (šiam darbe ji nepateikiama).

3.2 pav. pateikta principinė plačiajuosčių detektorių schema. THz spinduliuotė patenka į anteną iš dugno pusės per substratą. Tokia apšvitos konfigūracija leidžia surinkti daugiau galios (daugiau žr. 3.4.1 skyrelį). Antena suformuota iš metalo ir dielektriko sluoksnių. Gamybai pasirinkta 90 nm KMOP technologija leidžia išdėstyti integrinio grandyno elementus dešimtyje metalo sluoksnių, pradedant pačiu žemiausiu (žymimas M1), esančiu virš puslaidininkinio substrato ir baigiant aukščiausiu ir storiausiu (žymimas M10 arba AP). Kadangi detektorių dizainas santykinai paprastas, lyginant su šiuolaikiniais, dideliais integriniais grandynais, jo konstrukcijoje naudojami tik keli metalo sluoksniai. Kiekvienas detektoriaus antenos lapas sudarytas iš dviejų, beveik identiškų formos elementų, išdėstytų dviejuose metalo sluoksniuose: storame viršutiniame ir plonesniame M8. Ištakos pusėje esantys lapo elementai sujungti tarpusavyje ir su tranzistoriumi vidinėmis metalinėmis jungtimis (angl. *vias*). Dešinėje pusėje tik viršutiniame metalo sluoksnyje esantis antenos lapas sujungtas su tranzistoriaus santaka, o M8 lapas – su užtūra. Tokia jungimo schema užtikrina nuolatinę detektoriaus elektrinės grandinės veiką: prieštampio padavimą užtūrai ir išlyginto signalo nuskaitymą nuo ištakos ir santakos kontaktų.

Antenos užtūros ir santakos lapai sudaro talpinį ryšį ir prijungti prie to paties aukštadažnio potencialo. Tokiu būdu užtikrinamos nesimetrinės signalo padavimo į kanalą sąlygos (amplitudės maksimumas tenka ištakai, o santakai – įžeminimas), būtinos efektyviam plazminėmis bangomis grįžtam lyginimui [6, 10, 14]. Tarpas M8 sluoksnyje šalia antenos kaklelio ir papildomas devintas metalo sluoksnis (parody-



3.3 pav.: Plačiąjuosčių Si KMOP 90 nm detektorių modeliavimui taikyta ekvivalentinė elektros grandinė. Raidėms  $S$ ,  $D$  ir  $G$  pažymėti, atitinkamai: tranzistoriaus ištaka, santaka ir užtūra. [74]

ti 3.2 pav.) skirti apsaugoti tranzistoriaus užtūrą nuo elektrostatinio pramušimo, kuris gali pasireikšti auginant M8 sluoksnį (daugiau apie tai 3.5 skyrelyje). Susidaręs tarpas tolimesniuose auginimo proceso etapuose uždengiamas su M9 metalo lopinėliu. Siekiant minimizuoti THz spinduliuotės nuostolius, Si padėklo storis sumažintas iki  $280 \mu\text{m}$

### 3.3 Detektorių modeliavimo rezultatai

Si KMOP 90 nm detektoriai sumodeliuoti taikant 2 skyriuje aprašytas procedūras. 3.3 pav. pavaizduota jau supaprastinta ekvivalentinė įrenginio grandinė (palyginkite su 2.2 pav.), kurioje palikti tik trys, didžiausią įtaką jautriui turintys, parazitiniai elementai: 1) ištakos kontaktų varža  $R_S$ , 2) šunto talpa  $C_{ov}$  (pakraščio (*fringe*) ir ištakos ir užtūros išvadus jungiančios persiklojimo (*overlap*) talpų suma) bei 3) užtūros varža  $R_G$ . Jautrio (2.14) formulėje esantis amplitudės slopinimo faktorius  $H_V$  (2.13), atsižvelgus į šiuos pakeitimus, įgyja tokį pavidalą:

$$H_V = \left| \frac{Z_{ch} \parallel Z_{par}}{Z_{ch} \parallel Z_{par} + R_S + R_G + Z_{ant}} \right|, \quad (3.1)$$

o  $Z_{par} = 1/(i\omega C_{ov})$ . Skaičiavimams naudota  $C_{ov} \approx 0,072 \text{ fF}$  reikšmė, artima KMOP 90 nm technologijai pritaikytam Suzuki'o modeliui [86].

Jautriui suskaičiuoti reikalingi papildomi parametrai: judesio kiekio sklaidos trukmė  $\tau_p$  (arba elektronų judris  $\mu$ ),  $R_S$ , antenos efektyvumo ir optinių nuostolių faktorius  $\eta$ , bei antenos impedansas  $Z_{ant}$ . Pirmi du parametrai rasti pritaikius 2.3.2 sk. aprašytą atitaikymo procedūrą išmatuotai kanalo nuostoviosios varžos  $R_{DC}$  priklausomybei nuo užtūros įtampos (VCh). Darant prielaidą, kad ištakos ir santakos kontaktų varžos lygios, gautos tokios vertės:  $R_S = 75,5 \Omega$  ir  $\mu = 358 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$

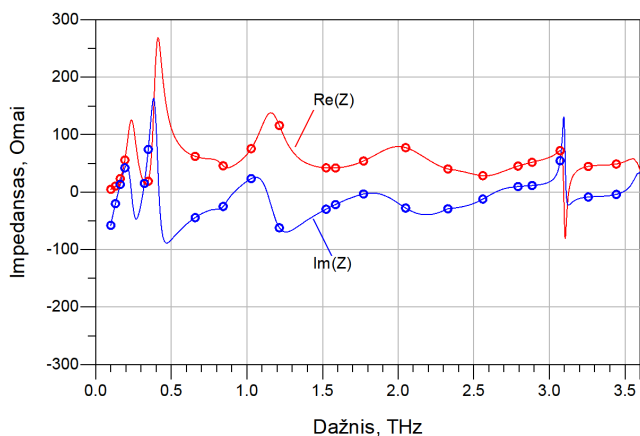
arba  $\tau_p = 52,8$  fs. Kadangi panaudoto detektoriuose tranzistoriaus kanalas pakankamai ilgas, o krūvininkų judris mažas, turėtų galioti nerezonansinio plazmoninio maišymo artinio sąlyga  $s\tau_p/L_g \ll 1$ . Iš tiesų, įstačius į nelygybę gauto dydžio  $\tau_p$ , tranzistoriaus gamyklinio parametro  $L_g$  ir suskaičiuoto plazminio greičio  $s$  vertes, gauname  $s\tau_p/L_g \approx 0,13$ . Tai rodo, kad jautrio skaičiavimams galima naudoti paprastesnę, signalų maišymo paskirstytų varžų grandinėje artinio efektyvumo faktoriaus  $f$  (1.64) formulę.

Pagrindiniai plačiajuosčių detektorių modeliavimo rezultatai pateikti 2.7 pav., vaizduojančiame suskaičiuoto vidinio ir optinio jautrių priklausomybę nuo THz spinduliavimo dažnio. Užtūros įtampa  $V_g = 0,45$  V pasirinkta kiek žemiau slenkstinės tranzistoriaus įtampos  $V_{th} = 0,48$  V. Šiame darbo taške detektoriaus jautris yra didžiausias (žr. 3.7.2 sk.). Skaičiavimams naudota optinių nuostolių faktoriaus vertė  $\eta = 0,2$ . Ji gauta sudauginus teorinį antenos efektyvumą  $\sim 0,4$ , Si paviršiaus praleidimo koeficientą  $\sim 0,7$  ir antenos ryšio (*coupling*) su Gauss'o formos spinduliu efektyvumą  $\sim 0,7$ . Pirminiame modeliavimo etape imta nepriklausoma nuo dažnio antenos impedanso vertė  $Z_{ant} = 55 \Omega$ . Ji gauta pritaikius Babinet principą papildančioms vieną kitą, silicyje užaugtinoms antenoms [87, p. 697]. Vidinis jautris suskaičiuotas naudojant optinio jautrio (2.14) formulę, tik vietoje galios  $P_0$  naudota tiesiogiai kanale  $Z_{ch}$  sugeriamo galia [48, p. 77]: narys  $\eta H_{\sqrt{8}}^2 \text{Re}(Z_{ant})/R_{DC}$  keičiamas į kitą narį  $(2\text{Re}(1/Z_{ch})R_{ch})^{-1}$ .

2.3.3 skyriuje jau aptarėme analitinio ir standartinio, gamintojo duomenimis, grįsto modelių, pritaiktų Si KMOP 90 nm detektoriams, skirtumus. Čia tik dar kartą pabrėžime, kad iki 1 THz abu modeliai gerai sutampa (25 proc. skirtumas optinio jautrio prognozėje). Tačiau aukštesniuose dažniuose analitinis modelis numato nedidelį, maždaug 50 proc. jautrio kilimą, tuo tarpu, standartinis modelis – kelis kartus labiau išreikštą kritimą. Vertės ties 2,8 THz skiriasi  $\sim 3,9$  kartus. Kaip rodo eksperimentiniai duomenys, analitinis modelis duoda tikslesnius rezultatus ir numato jautrio plokščių priklausomybę nuo dažnio plačiame ruože nuo 0,1 THz iki 4 THz.

### 3.4 Antenų modeliavimo rezultatai

Antena yra vienas svarbesnių detektoriaus elementų. Nors pirmieji tranzistoriniai TH detektoriai buvo be antenos [52, 88], tačiau ieškant efektyviau veikiančių įrenginių sprendimų gana greitai suprasta, kad tokia konstrukcija labai prastai surenka THz spinduliuotę [4, 14, 89]. Rekordinius jautrius pasiekę tranzistoriniai ir diodiniai THz detektoriai turi anteną [9, 90, 91].



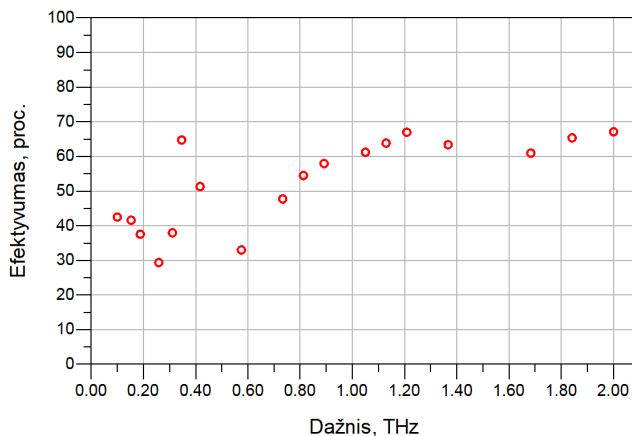
3.4 pav.: Si KMOP 90 nm detektoriuje panaudotos peteliškės formos antenos impedanso priklausomybė nuo dažnio. Taškai žymi apskaičiuotas vertes, juos jungianti linija – atitaikymo kreivė. Sumodeliuota programos „Keysight ADS“.

Silicio KMOP technologija ypatinga tuo, kad leidžia gana lengvai integruoti į tą patį miniatiūrinį lustą tranzistorių, anteną ir papildomą, skirtą signalo nuskaitymui ir maitinimui, elektroninį grandyną. Tačiau pačių antenų modeliavimas dažnai vadinamas inžineriniu menu, nes reikalauja ne tik solidaus žinių bagažo bet ir nuojautos. Kuriant anteną svarbu, kad ji būtų ne tik efektyvi, bet ir turėtų impedansą, gerai deranti su apkrova, mūsų atveju, tranzistoriaus kanalu. Šis teiginys gerai atsispindi jautrio (2.14) formulėje, nariuose  $\eta$  ir  $H_V$ , kurie priklauso, atitinkamai, nuo antenos efektyvumo ir impedanso.

Toliau aprašyti visų trijų antenų modeliavimo rezultatai. Plačiau juostei peteliškės formos antenai skirtas didžiausias dėmesys, nes detektoriai su šia antena parodė geriausius jautrio ir NEP rezultatus, lyginant su logaritminės spiralės variantu.

### 3.4.1 Peteliškės formos antena

Peteliškė (angl. *bow-tie*) – tai plačiajuostė antena [87, p.619]. Si KMOP 90 nm detektoriuje integruotos peteliškės parametrai buvo tokie: kampas tarp lapų  $90^\circ$ , lapo ilgis  $105 \mu\text{m}$ , kakliuko ilgis (tarpas tarp lapų viduryje)  $2 \mu\text{m}$ . 3.1 pav. parodytoje peteliškės nuotraukoje matyti antena ir jos aplinkoje esantis parazitinis plyšinis žiedas, būtinas siekiant patenkinti gamyklos keliamus reikalavimus metalo tankiui (žr. 3.5 skyrių). Žemuose dažniuose ( $\sim 150 \text{ GHz}$ ) žiedas sugeria didžiąją THz spinduliuotės ir smarkiai (keliomis eilėmis) sumažina naudingą antenos efektyvumą. 3.4 pav. pateiktas antenos impedanso modeliavimo programa „Keysight



3.5 pav.: Peteliškės formos antenos efektyvumo priklausomybė nuo dažnio. Sumodeliuota programa „Keysight ADS“.

ADS” gautas rezultatas (neįskaičius plyšinio žiedo įtakos). Matyti, kad peteliškės impedansas išlieka tame pačiame lygyje plačiame dažnių ruože nuo 0,4 THz iki 3,5 THz. Didžiausi pokyčiai gauti ties rezonansiniais dažniais (ypač ties  $\sim 300$  GHz ir 1,1 THz). Paveiksle matyti dar viena svarbi antenos savybė – jos impedansas išlieka talpinis nuo 0,5 THz iki  $\sim 2,5$  THz (menama impedanso dalis neigiama). Sprendžiant iš tranzistoriaus modeliavimo rezultatų, šiame dažnių ruože kanalo impedansą lemia induktyvumas (teigiama menama impedanso dalis), dėl to, siekiant geresnio galios perdavimo, antena turėtų būti talpinė. Kitais žodžiais, tranzistoriaus ir peteliškės impedansai geriau tarpusavyje dera 0,3–2,5 THz dažnių ruože.

Gauta peteliškės impedanso priklausomybė nuo dažnio panaudota tikslesniam detektoriaus modeliavimui. 2.7 pav. pateikti tokio modeliavimo, neįskaičius plyšinio žiedo, rezultatai (optinio jautrio kreivė „EM sumodeliuotas  $Z_{ant}$ ”). Nors detektoriaus modelis, apimantis daugiau elektromagnetinių antenos ir padėklo dizaino aspektų, ir tikslesnis, tačiau kaip matyti iš paveikslo, jis santykinai nedaug skiriasi nuo supaprastinto varianto, kuriame naudojama idealizuota antena. Iš to seka išvada, kad plačiajuosčio detektoriaus jautrio įvertinimui svarbiau atsižvelgti į impedansų suderinimą ir galios praradimą parazitiniuose elementuose, tuo tarpu smulkioms antenos konstrukcinėms detalėms galima skirti mažiau dėmesio. Tačiau visiškai ignoruoti tikslaus antenų modeliavimo nepatartina. Kaip matysime iš toliau parodytų rezonansinių antenų skaičiavimo rezultatų, net smulkiausios dizaino detalės gali daryti didelį poveikį detektoriaus veikos parametrams.

Elektromagnetinis antenos modeliavimas, nesvarbu, grubesnis ar tikslesnis, būtina detektoriaus dizaino kūrimo dalis. Vien dėl to, kad leidžia įvertinti pačios antenos



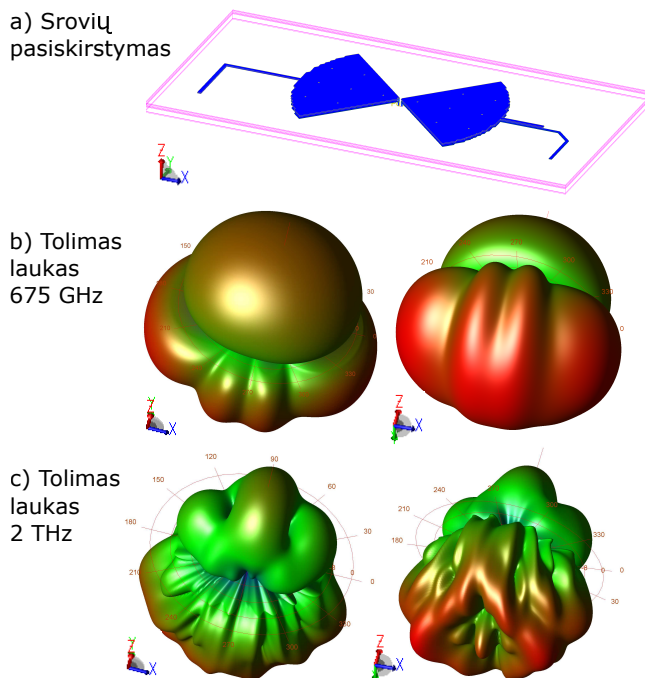
efektyvumą ir kryptingumą. 3.3 skyrelyje pateikto modelio skaičiavimuose naudota peteliškės efektyvumo vertė  $\sim 0,4$  yra būtent EM modeliavimo būdu gautas rezultatas. Verta pabrėžti, kad šis antenos parametras, griežtai tariant, priklauso nuo dažnio. Peteliškės modeliavimas su „Keysight ADS” rodo, kad naudota skaičiavimams vertė galioja maždaug iki 700 GHz. Kylant dažniui, teorinis antenos efektyvumas padidėja iki  $\sim 0,6$  (žr. 3.5 pav.). Šį kitimą būtų galima įtraukti į detektoriaus modelį, bet tai nepadaryta taupant laiką ir kitus (žmogiškuosius, techninius ir pan.) resursus.

Peteliškės EM modeliavimas taip pat leido padaryti daugiau svarbių išvadų apie kryptingumą ir poliarizaciją. Kaip matyti iš 3.6 pav. (b) ir (c) dalyse pateiktų tolimojo elektrinio lauko diagramų, kylant dažniui antenos kryptingumas didėja, o tiesinė poliarizacija (sutampanti su ilgąją antenos simetrijos ašimi) stiprėja. Kryptingumo vertė palaipsniui kyla nuo 8 dBi ties 300 GHz iki 15 dBi ties 2 THz. EM rezultatų analizė taip pat rodo, kad spinduliavimo profilis sudėtingėja didėjant dažniui, bei patvirtina prielaidą, kad didžiuma energijos išspinduliuojama į puslaidininkinio padėklo, o ne į oro (t.y. santykinai plono dielektriko sluoksnio, skiriančio anteną nuo oro) pusę. Paskutinė išvada pagrindžia, kodėl eksperimentuose THz spindulys nukreipiamas į detektorius iš padėklo pusės (žr. 3.6.2 skyrių).

### 3.4.2 Logaritminė spiralinė antena

Logaritminė spirale irgi priskiriama plačiajuosčių, bėgančiosios bangos (*travelling-wave*) antenų tipui [87, p.614]. Si KMOP 90 nm detektoriuje integruota plokščia spirale yra  $670 \mu\text{m}$  pločio, jos vidinis spindulys  $r_1 = 17 \mu\text{m}$ , išorinis spindulys  $r_2 = 27 \mu\text{m}$ , koeficientas  $a = 0,315$ , vijų skaičius – 1,5. Vieno antenos lapo forma aprašoma dviem kreivėmis: vidine spirale, kurios lygtis yra  $r_{\text{in}} = r_1 \exp(a\phi)$ , ir išorine  $r_{\text{out}} = r_2 \exp(a\phi)$ , čia  $\phi$  yra sferinė koordinatė [76, p.281]. Išorinės spiralės spindulys paskutinius 90 laipsnių palaipsniui mažėja iki  $r_1$  (žr. 3.1 pav.). Taip užtikrinamas mažesnis atspindys nuo antenos galų. Kaip ir peteliškės atveju, aplink spiralę suformuotas parazitinis plyšinis diskas. Dėl gerokai didesnio disko spindulio, jo įtaka pasireiškia mažesniuose už 100 GHz dažniuose.

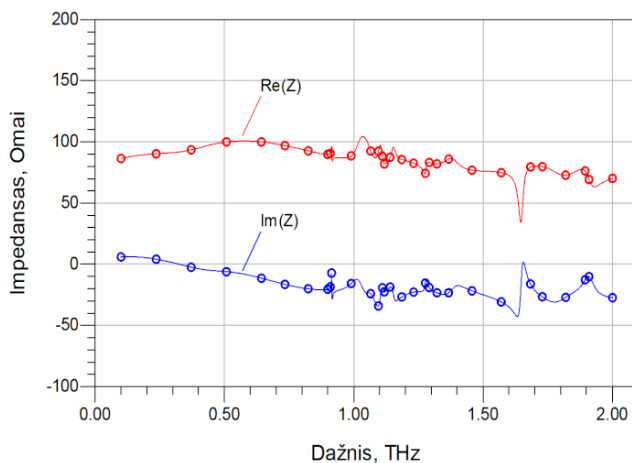
3.7 pav. pateiktas sumodeliuotas spiralinės antenos impedansas. Grafikas patvirtina pradinę prielaidą, kad antena yra plačiajuostė: jos parametrai santykinai nedaug kinta 2 THz dažnių ruože. Impedanso menama dalis virsta neigiama ir tokia išlieka beveik visame tirtų dažnių ruože (nuo 300 GHz iki 2 THz). Verta pabrėžti, kad klasikinių spiralinė antenų viršutinį dažnį apsprendžia kakliuko dydis (jis lygus atstumui tarp atšakų vidinių kraštų). Remiantis šia prielaida, 3.7 pav. sumodeliuota antena turėtų gerai veikti tik iki  $\sim 900$  GHz, nes jos kakliukas yra  $10 \mu\text{m}$  (atitin-



3.6 pav.: Peteliškės formos antenos emisijos modeliavimo rezultatai: a) srovės tankio pasiskirstymas antenoje, b) ir c) tolimo spinduliuojamo elektrinio lauko pasiskirstymas ties dviem skirtingais dažniais, atitinkamai, 675 GHz ir 2 THz. Amplitudė sunormuota į -40 dBi. Vaizdumo dėlei dešinės diagramos pasuktos  $90^\circ$  kampu apie  $x$  ašį laikrodžio rodyklės kryptimi. Ši padėklas yra apačioje. Sumodeliuota programa „Keysight ADS“.

ka  $340 \mu\text{m}$  bangos ilgį), kai efektyvioji padėklo dielektrinė konstanta  $\epsilon_{\text{eff}} \approx 2,6$ . Bet modeliavimo rezultatai šio kritimo nerodo. Tą galima paaiškinti tuo, kad arti kakliuko esanti antenos struktūra smarkiai skiriasi nuo klasikinės. Savo forma ji primena pasuktą 45 laipsniais nuo vertikalios ašies peteliškę. Kaip matysime iš toliau pateiktų eksperimentinių rezultatų, detektorius su spiraline antena iš tiesių pasižymi jautriu kritimu, tačiau šį kritimą galima paaiškinti atsiradusiu nesutapimu tarp krentančios THz spinduliuotės ir antenos tiesinės poliarizacijos vektorių (tas pats 45 laipsnių kampas). Priminsime, kad žemesniuose dažniuose, kai dar veikia spiralinė antenos dalis, ji yra apskritiminės poliarizacijos ir sudaro geresnį ryšį su spinduliuote (optiniai nuostoliai santykinai mažesni). Kiekybiškai optinius nuostolius dėl poliarizacijos nesutapimo galime įvertinti taip: žemuose dažniuose jie lygūs 50 proc., o aukštuose, virš  $\sim 1$  THz – 75 proc.

Kiti sumodeliuoti logaritminės spiralės veikos parametrai tokie: antenos efekty-



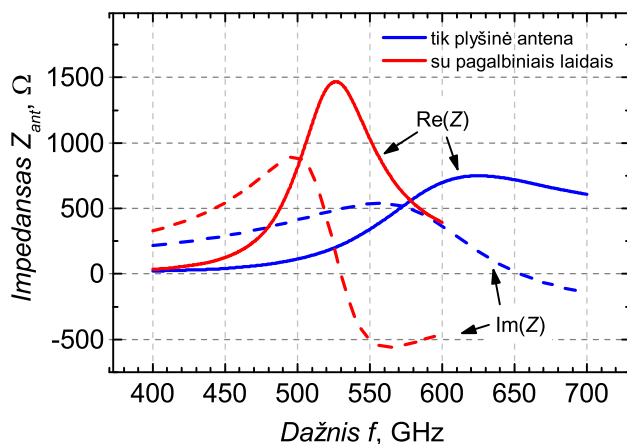
3.7 pav.: Logaritminės spiralės silicyje impedanso priklausomybė nuo dažnio. Taškai žymi apskaičiuotas vertes, juos jungianti linija – atitaikymo kreivė. Sumodeliuota programa „Keysight ADS“.

vumas išlieka ties 0,4 iki 1,3 THz, o po to tolygiai pakyla iki 0,8 ties 2 THz; kryptingumas žemuose dažniuose lygus 8 dBi, bet nuo ~600 GHz pradeda tolygiai didėti iki 14 dBi ties 2 THz.

### 3.4.3 Diskinis plyšys su impedanso transformacija

Ši antena yra atrankioji. Pagrindinis jos skirtumas nuo lopinėlio tipo antenos – centrinį dažnį nulemia ne artimo pusės bangos ilgiui lopinėlio ilgis, bet plyšio perimetras [79]. Detektoriai su diskiniu plyšiu šiame darbe pateikti tik siekiant palyginti su plačiajuosčiais, dėl to jiems skirta mažiau dėmesio. Nežiūrint to, verta panagrinėti antenos modeliavimo rezultatus, gerai iliustruojančius papildomų elementų įtaką antenos veikos parametrams.

Paviršinę anteną sudaro  $36 \mu\text{m}$  vidinio ir  $148 \mu\text{m}$  išorinio spindulio disko formos plyšys (*slot*) ir impedansų transformacijos funkciją atliekantis  $72 \mu\text{m}$  ilgio ir  $6 \mu\text{m}$  pločio dipolis su  $4 \mu\text{m}$  tarpu tarp lapelių. Struktūros su tokiais parametrais EM modeliavimas rodo, kad jos rezonansinis dažnis turėtų būti ties 600 GHz (žr. 3.8 pav.). Tikrovėje taip nėra. Didelę įtaką dažninėms antenos charakteristikoms turi papildomi KMOP elementai – laidininkai ir vidiniai sujungimai, kurie skirti uždėti priešįtampį užtūrai ir nuskaityti signalą nuo antenos centre esančio tranzistoriaus išvadų. Įvertinus jų įtaką, rezonansinis dažnis ženkliai pasislenka į žemesnių dažnių pusę (~470 GHz). Tai patvirtina ir detalesnis EM antenos modeliavimas, ir



3.8 pav.: Plyšinės antenos impedanso priklausomybė nuo modeliavimo tikslumo. Ištinis linija pažymėtas realios antenos impedansas, punktyrine – idealios, neįsiskačius pagalbinių laidų. Sumodeliuota programa „Keysight ADS”.

eksperimentiniai rezultatai (žr. 3.7.3 skyrių).

Antenos spinduliavimo efektyvumas ties 470 GHz yra 0,37, o kryptingumas – 7,2 dBi.

### 3.5 Gamybos ypatumų įtaka detektorių dizainui

Paviršinis KMOP auginimo procesas yra pakankamai sudėtingas, susidedantis iš daugelio žingsnių. Pavyzdžiui, 90 nm technologijos luste vien tik metalo sluoksnių gali būti iki dvylikos, neskaitant puslaidininkių ir tarpinių dielektrikų sluoksnių. Kaip ir kiekvienas paviršinio auginimo procesas, komercinis KMOP turi savo apribojimus ir ypatumus, aprašytus integrinio grandyno dizaino paruošimo gamybai taisyklių rinkinyje (angl. *Design Rules*) [92, p.142]. Šių reikalavimų laikytis būtina. Jei paruoštas dizainas neatitinka keliamų reikalavimų, gamykla dažniausiai atsisako jį gaminti. Tiesa, pasitaiko ir išimčių. Kaip pavyzdį galima pateikti „Europpractice” tarnybą, kuri leidžia palikti smulkius neatitikimus dizaine, tačiau tokiu atveju dalis atsakomybės dėl neveikiančio įrenginio tenka patiems kūrėjams, o ne gamyklai.

Keliamos dizainui gamyklos taisyklės verčia pakoreguoti įrenginio konstrukciją. Tai vienas iš svarbių faktorių, į kurį būtina atsižvelgti modeliuojant THz detektorius.

Iš daugybės komercinei KMOP technologijai taikomų taisyklių didžiausią įtaką čia pristatytiems įrenginiams turėjo šios:

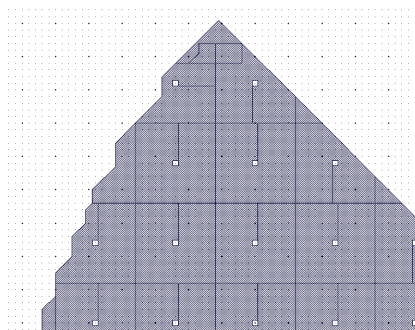
- ribojimai metalo tankiui;
- reikalavimai linijų ortogonalumui;
- jautrių elementų apsauga nuo perteklinio, gamybos metu susikaupusio, elektinio krūvio;
- reikalavimai minimaliam tarpui tarp struktūrų;
- reikalavimai minimaliam vijų (jungčių tarp dviejų ar daugiau metalo sluoksnių) ir laidininkų pločiui;
- reikalavimai puslaidininkų legiruotų sričių įžeminimui.

Trumpai apžvelgsime pirmas tris, didžiausią įtaką detektoriaus dizainui turėjusias taisykles. Kadangi techninės taisyklių detalės yra komercinė gamyklos paslaptis, kurią draudžiama skelbti viešai, toliau pateikiamas daugiau kokybinis jų aprašymas, nepateikiant konkrečių skaičių.

### 3.5.1 Ribojimai metalo tankiui

Ši taisyklė aprašo, kokio maksimalaus ploto elementus galima talpinti metalo sluoksnyje. Ji svarbi detektoriaus antenos formavimui. Kadangi antenos matmenys siekia šimtus mikrometrų, dėl ribojimų metalo tankiui jos negalima padaryti vientisos. Vienas iš šios problemos sprendimų – kas tam tikrą žingsnį metale išpjauti skylės (žr. 3.9 pav.). Gauta korėta struktūra atitinka gamyklos keliamus reikalavimus, tačiau gauta antenos geometrija skiriasi nuo idealios.

Kaip smarkiai išpjautos skylės keičia antenos charakteristikas, tokias kaip efektyvumą arba impedansą? Žvelgiant iš teorinės pusės – labai nedaug. Skylių skersmuo daug mažesnis už bangos ilgį: terahercinių EM bangų ilgis siekia kelis šimtus mikrometrų, o skylių skersmuo mažesnis už vieną mikrometrą. Dėl to, makroskopiniame lygmenyje anteną galime laikyti vientisa, tik padarytą ne iš gryno metalo, bet iš metamedžiagos [93]. Tai reiškia, kad skaičiuojant antenos parametrus reikia imti efektingą laidį, mažesnę už gryno metalo (KMOP luste skylių vietoje yra dielektrikas). Tačiau skylių plotas daug kartų mažesnis už jas supančio metalo plotą (mažiau nei 1 proc. viso ploto), todėl efektingas laidis turėtų nedaug skirtis nuo metalo laidžio. Šią prielaidą patvirtina ir antenos modeliavimo taikant programos „Key-sight Advanced Design System” momentų metodą rezultatai. 3.1 lentelėje pateikti



3.9 pav.: Peteliškės formos antenos fragmentas, sukurtas programa „Cadence Virtuoso“. Dėl apribojimų metalo tankiui, kas tam tikrą žingsnį antenoje išpjautos skylutės.

skaičiavimo rezultatai šiame darbe nagrinėtiems KMOP detektoriams su peteliškės formos antena. Kaip matyti iš antrojo ir trečiojo stulpelių, pagrindiniai antenos parametrai, įskaičius skyles, skiriasi nuo idealios formos tik keliais procentais. Kiek daugiau nukrypsta tik efektyvumas (5-7 proc. dizaino su skylėmis naudai), tačiau jį galėjo įtakoti ir programos naudojamo modeliavimo metodo netikslumai. Nedideli skirtumai išlieka dideliame, kelis THz apimančiame dažnių intervale (lentelėje pateikti rezultatai tik 575 GHz ir 1050 GHz dažniui).

3.1 lentelė: Antenos parametrų priklausomybė nuo geometrijos (modeliavimo su programa „Keysight ADS“ rezultatai)

Antenos forma Antenos parametras	Ideali forma	Laužytos kreivės, be skylių	Su skylėm tankiui sumažinti
ties 575 GHz			
Efektyvumas, proc.	27,70	27,80	29,15
Kryptingumas, dBi	10,17	10,12	10,12
Impedansas, reali dalis, $\Omega$	138,6	136,8	137,3
Impedansas, menama dalis, $\Omega$	-37,6	-38,8	-38,3
ties 1050 GHz			
Efektyvumas, proc.	43,57	43,63	46,63
Kryptingumas, dBi	10,13	10,21	10,23
Impedansas, reali dalis, $\Omega$	89,4	90,72	90,36
Impedansas, menama dalis, $\Omega$	+9,9	+11,0	+12,9

### 3.5.2 Reikalavimai linijų ortogonalumui

TSMC gamyklai paruoštuose 90 nm detektorių dizainuose buvo galima naudoti tik stačias arba įstrižas linijas ir iš jų sudarytas figūras. Kitais žodžiais, tarp susikertančių linijų gali būti tik 90 arba 45 laipsnių kampas. Dėl šio reikalavimo teko keisti spiralinės ir peteliškės formos antenų formą – išlenktus kraštus versti laiptuotais. Rezultatas gerai matyti 3.9 pav. pavaizduotame kairiajame peteliškės formos antenos šone.

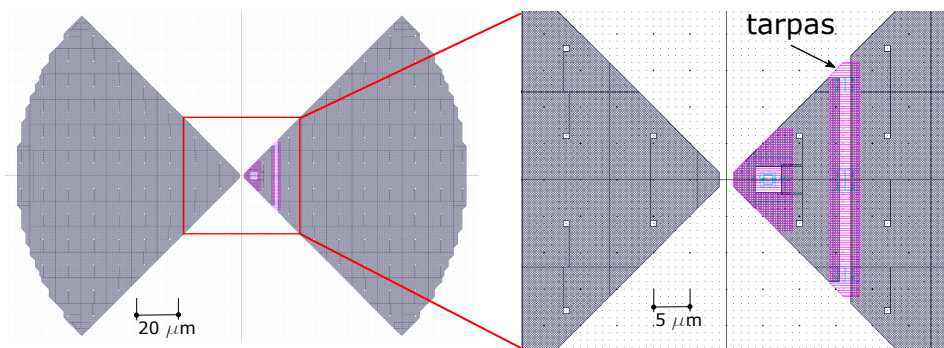
Laiptuotos linijos idealią antenos formą iškreipia labiau nei skylės dėl gamyklos keliamų reikalavimų ypatumų. Žemuose dažniuose (iki 1 THz) linijų neidealumas neturėtų smarkiai įtakoti antenos parametrų dėl tų pačių priežasčių, kaip ir skylių atveju – bangos ilgis daug kartų didesnis už iškraipymų matmenis. Šią prielaidą patvirtina ir modeliavimo rezultatai, pateikti 3.1 lentelės pirmajame ir antrajame stulpeliuose.

Aukštų dažnių ruože (virš 1 THz) metamedžiagos artinys jau nebetinka ir modeliuojant anteną reikėtų atsižvelgti į linijų neidealumą. Tą verta daryti tik logaritminės spiralės formos antenos atveju. Peteliškės antenoje forma labiausiai iškraipoma galuose, kurie iš esmės apsprendžia įrenginio veiką tik žemų dažnių ruože [76, sk. 9.2], tuo tarpu logaritminėje spiralinėje antenoje iškraipoma tiek žemadažnė, tiek aušk-tadažnė dalys.

Išsami laiptuotų linijų įtakos spiralės formos antenai analizė nedaryta, dėl to čia nepateikiama. Skaičiuojant teorinius antenos parametrus imtas idealus modelis, tariant, kad linijų neidealumas neturi reikšmingesnės įtakos įrenginio veikai. Realios geometrijos antenų modeliavimas su programa „Keysight Advanced Design System” neparodė didesnių kokybinių nuokrypių 0,1-2 THz dažnių ruože.

### 3.5.3 Apsauga nuo perteklinio krūvio

KMOP technologijos THz detektoriuose, tame pačiame luste užauginamas ir tranzistorius, ir paviršinė antena. Terahercų ruožui skirtos antenos mažos lyginant, pvz., su mobiliojo ar Wi-Fi ryšio antenomis, dėl to jas galima patalpinti tame pačiame luste. Tačiau, lyginant jų matmenis su MOPLT tranzistoriumi, kurio dydis nesiekia ir vieno mikrometro, antenos gali atrodyti gigantiškomis. Dėl KMOP gamybos ypatumų auginamuose metalo paviršiuose gali susikaupti perteklinis elekt-rinis krūvis. Kadangi dalis antenos prijungta prie tranzistoriaus, suformuojamo anksčiau už anteną, užtūros, kyla pavojus, kad perteklinis krūvis pramuš puslaidi-nikinį įrenginį. Kitais žodžiais, THz detektorius gali būti sugadintas dar gamybos metu.



3.10 pav.: Pagrindiniai peteliškės lapai išdėstyti aštuntame metalo sluoksnyje (pilka spalva). Tranzistoriaus užtūros apsaugai nuo auginimo metu susidariusio elektrostatinio krūvio dešinysis antenos lapas prie pat kaklelio pertrauktas. Susidaręs tarpas vėliau uždaromas auginant aukštesnį, devintąjį metalo sluoksnį (rausva spalva). Ties pat kakliuku matoma struktūra, skirta sujungti santaką su viršutiniame sluoksnyje esančiais kitais antenos lapais (daugiau žr. pjūvį 3.2 pav.).

Siekiant išvengti tranzistoriaus pramušimo pertekliniu krūviu būtina pakeisti įrenginio dizainą taip, kad prie užtūros būtų prijungti kuo mažesnio ploto metaliniai elementai. Iš kitos pusės, galimybių sumažinti metalo kiekį antenoje yra mažai. Šios dilemos sprendimui panaudota sudėtingesnė, kelis metalo sluoksnius apimanti antenos struktūra. Jos esmė: antena ties užtūra perskeliama į dvi dalis, kurios vėliau gamybos metu „susiuvamos“ panaudojant aukštesnį metalo sluoksnį. Vienas iš tokios struktūros realizacijos pavyzdžių pavaizduotas 3.10 pav. dešinėje ir detektoriaus frontaliniam pjūvyje 3.2 pav. Peteliškės tipo antena suformuota M8 metalo sluoksnyje (pilka spalva). Netoli kakliuko, dešiniojoje skiltyje suformuotas tarpas „užsiūtas“, naudojant vijas ir vienu lygiu aukštesnį M9 metalo sluoksnį.

## 3.6 Detektorių charakterizavimo metodika

THz detektorių charakterizavimui panaudoti trys eksperimentiniai stendai: vienas nuolatinės veikos charakteristikų matavimams, o kiti du – atsako į THz spinduliuotę matavimams.

### 3.6.1 VACH matavimo metodika

Kvazistatiniai parametrai, iš kurių vienas svarbiausių – žemadažnė kanalo varža  $R_{DC}$ , gauti matuojant voltamperines charakteristikas su didelio tikslumo daugia-



funkciu puslaidininkinių įrenginių analizatoriumi „Agilent Technologies B1500A”. Keičiant užtūros įtampą nuo 0 V iki 1 V, matuojama tekanti tranzistoriaus kanalu srovė  $I$ . Kadangi tranzistorius neidealus, dalis srovės, pažymėsime ją  $I_{\text{par}}$ , prasi-smelkia per užtūros Si oksidą. Dėl to matuojama srovė lygi  $I = I_{\text{ch}} + I_{\text{par}}$ , čia  $I_{\text{ch}}$  – tik kanalu tekanti srovė. Parazitinė srovė duoda kanalo varžos matavimo paklaidą. Siekiant ją eliminuoti, atlikti du VACH matavimai su dviem skirtingais nedideliais kanalo priešįtampiais  $V^- = -5 \text{ mV}$  ir  $V^+ = +5 \text{ mV}$ . Tuomet patikslinta lauko tranzistoriaus varža lygi:

$$R_{\text{DC}} = \frac{V^+ - V^-}{I^+ - I^-}. \quad (3.2)$$

Iš tokiu būdu gautų duomenų vėliau suskaičiuoti, taikant 2.3.2 sk. aprašytą at-taikymo procedūrą, slenkstinė įtampa  $V_{\text{th}}$ , kontaktų varža  $R_{\text{D}} + R_{\text{S}}$ , kvazistatinė kanalo varža  $R_{\text{ch}}$ , elektronų judris  $\mu$  ir judesio kiekio relaksacijos trukmė  $\tau_{\text{p}}$ . Šie pa-rametrai, kartu su  $R_{\text{DC}}$ , naudoti detektorių modeliavimo procedūroje bei jų jautrio ir efektinės triukšmų galios skaičiavimams.

Verta pažymėti, kad THz detektorių nuostovios veikos matavimai gali būti ap-sunkinti liekamųjų reiškinių, tokių kaip priemaišinių centrų (defektų) užpildymas krūvininkais puslaidininkinėse medžiagose. VACH kreivėse atsiranda histerezinių kil-pos [60]. Tokiu atveju įrenginius tenka charakterizuoti prie skirtingomis kryptimis sklaidžiamo užtūros priešįtampos: tiek didėjimo, tiek ir mažėjimo kryptimi. Jei lie-kamieji reiškiniai lėti (trunkantys sekundes ar net valandas), tuomet eksperimente gali atsirasti dar keli laisvės laipsniai, pvz., tranzistoriaus parametrų ties viena užtūros įtampos verte matavimo trukmė ar delsa tarp užtūros įtampos keitimo ir srovės vertės nuskaitymo žingsnių. Si KMOP detektoriuose VACH histerezės neste-bėtos, tačiau AlGaIn/GaN DEJT atveju į liekamuosius reiškinius teko atsižvelgti.

Pateikti kvazistatinių parametrų matavimų rezultatai gauti Vilniaus universiteto Terharecinės elektronikos laboratorijoje. Patikrinimui analogiški matavimai at-likti ir Frankfurto universiteto Fizikos institute, su didelio tikslumo matavimo-maitinimo įrenginiu (SMU) „HP 4145B”.

### 3.6.2 Kalibruoti THz atsako matavimai

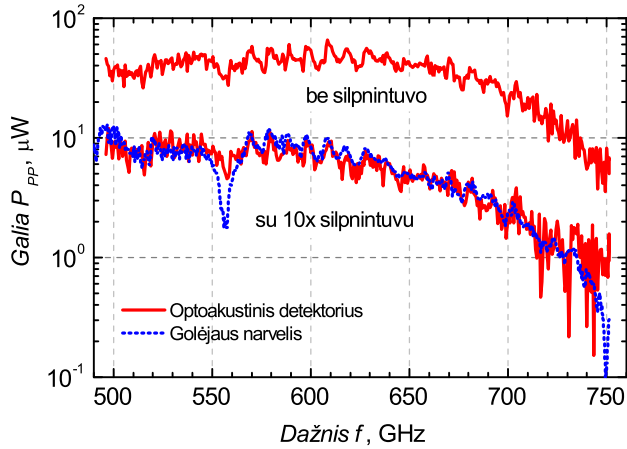
Šiai dienai sukurta pakankamai daug įvairių rūšių THz spinduliuotės šaltinių, pra-dedant vien elektroniniais arba vakuuminiais elektroniniais, tokiais kaip rezonansi-niai tuneliniai diodai [94,95] ar bėgančios bangos osciliatoriai [96]; optiniais, tokiais kaip kvantiniai pakopiniai lazeriai [97] ar netgi dalelių greitintuvų tipo, tokie kaip laisvų elektronų lazeris [96]. Tačiau jie turi savų trūkumų: dalis jų nepasiekė masi-nės produkcijos lygio, yra brangūs arba gremėzdiški, kitiems reikia šaldymo skystu

azotu ar netgi heliu, dar kitų maža (kelis  $\mu\text{W}$ ) tesiekianti spinduliuotės galia, tad jie sunkiai kalibruojami. Elektroniniai daugintuvai išsiskiria iš THz šaltinių būtent tuo, kad neturi šių trūkumų: yra kompaktiški, lengvai eksploatuojami ir gali būti derinami nuo kelių dešimčių gigahercų iki poros terahercų dažnių ruože. Su vienu iš tokių įrenginių – „Virginia Diodes WR series” [98], ir atlikti daugelis šiame darbe aprašytų THz detektorių charakterizavimo darbų.

Tipinį elektroninį daugintuvą sudaro nuolatinės veikos osciliatorius ir dažnio dauginimo grandinė. Fundamentinio dažnio (iki kelių dešimčių GHz) signalų generavimui dažniausiai naudojami Gunn'o diodai arba aukštadažniai tranzistoriai [99,100]. Signalai paduodami į nuoseklią dažnio dauginimo ir stiprinimo bangolaidžių grandinę. Kuo aukštesnio dažnio spinduliuotės reikia, tuo daugiau ir tuo didesnio pagaminimo tikslumo reikalaujančių elementų sudaro šią grandinę. Kaip taisyklė, kuo platesnis dažnio derinimo ruožas, tuo šaltinio galia mažesnė, ir atvirkščiai. Tipinių elektroninių daugintuvų galia varijuoja nuo kelių dešimčių mikrovatų iki keliolikos milivatų. Pavyzdžiui, šiame darbe naudoto „Virginia Diodes WR1.5” emisija siekė  $60\ \mu\text{W}$  500–750 GHz ruože. Kadangi tokio tipo šaltiniai sudaryti vien tik iš elektroninių komponentų, jie dar vadinami visiškai elektroniniais.

Pagrindinis visiškai elektroninių THz šaltinių privalumas, lyginant su kito tipo įrenginiais, yra santykinai aukšta spinduliuotės galia, kurią galima išmatuoti kompaktiškais kalibruotais didelio (viršijančio spindulio skersmenį) apertūros ploto, bet nepasizyminčiais dideliu jautriu (kelių  $\mu\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$  eilės ar dar mažesnio NEP) detektoriais. Pvz., „Virginia Diodes WR series” šaltiniui kalibruoti naudotas optoakustinis galios matuoklis „Thomas Keating Ltd. Absolute Terahertz Powermeter”, kurio efektinė triukšmo galia tėra  $5\ \mu\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$  [101] (palyginimui, Si KMOP 90-nm detektorių NEP yra šimtų  $p\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$  eilės).

3.11 pav. parodytas šaltinio kalibracinio matavimo su optoakustiniu detektoriumi pavyzdys. Kaip matyti, „Virginia Diodes” prietaiso dvipusė galia  $P_{pp}$  (raudona viršutinė kreivė) išlieka 40–60  $\mu\text{W}$  lygyje 500–650 GHz ruože, o dažniui didėjant – krenta iki kelių  $\mu\text{W}$ . Gana smarki galios fluktuacija, kintant dažniui, yra šaltinio vidinė savybė. Tą įrodo atlikti papildomi matavimai su 10x Si silpnintuvu, skirtu sumažinti stovinčių bangų įtaką spektrams. 3.11 pav. taip pat pateikti papildomi, kontroliniai šaltinio matavimai su kitu tiesiniu galios detektoriumi – Golėjaus narveliu „Tydex GC-1P” (mėlyna taškuota kreivė). Šis įrenginys gerokai jautresnis už optoakustinį, jo NEP siekia  $140\ p\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$  [102]. Nežiūrint to, Golėjaus narvelis tinka tik kontroliniams matavimams, nes jis neturi paprastos kalibravimo metodikos. Be to, prie didesnių dažnių detektoriaus atsakas pradeda priklausyti nuo papildomų faktorių, tokių kaip susidarančių stovinčių bangų ar papildomos sugerties prietaiso viduje. Kaip matyti iš 3.11 pav., Golėjaus narvelio galios parodymai



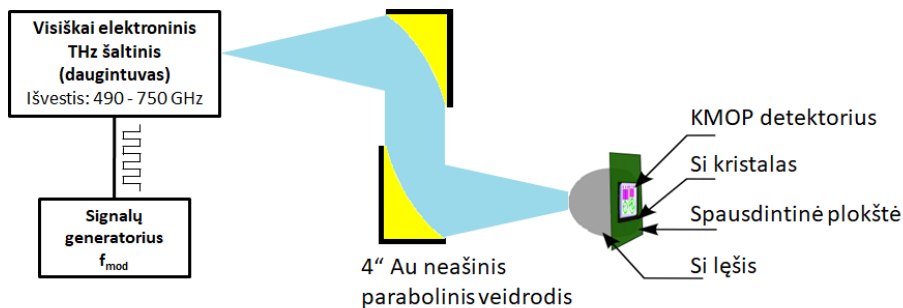
3.11 pav.: THz detektorių charakterizavimui naudoto „Virginia Diodes WR series“ šaltinio galios priklausomybė nuo spinduliavimo dažnio. Matavimai atlikti su kalibruotu optoakustiniu galios matuokliu (raudonos linijos) ir papildomu Golėjaus narveliu (mėlyna linija). Stovinčių bangų įtakai patikrinti naudotas 10x Si plėvelės silpnintuvas.

sutapo su optoakustinio detektoriaus parodymais 500–720 GHz ruože.

Pagrindinės TeraFET detektorių dažninės ir elektrinės charakteristikos išmatuotos eksperimentiniu stendu, kurį sudarė nuolatinės veikos 500-750 GHz dažnių ruože derinamas „Virginia Diodes WR series“ elektroninis daugintuvas ir du neašiniai („off-axis“) paraboliniai veidrodžiai, kuriais spinduliuotė nukreipiama į detektorius. Principinė stendo schema pavaizduota 3.12 pav. Tranzistoriaus atsakas stiprintas mažatriukšmiu įtampos stiprintuvu ir matuojamas dinaminio signalo analizatoriumi „SRS SR785“. Spinduliuotė moduluojama šaltinyje stačiakampio formos periodiniu signalu. Moduliavimo dažnis – 888 Hz arba 333 Hz, pasirinktas atsižvelgiant į stiprintuvo apribojimus ir siekiant išvengti maitinimo tinklo 50 Hz harmonikų.

Tiksliam detektorių charakterizavimui trukdo THz spinduliuotės kelyje susidaranti stovinčios bangos. Jų susilpninimui naudotas 10x Si plėvelės silpnintuvas, pastatytas 45 laipsnių kampu tarpe tarp parabolinių veidrodžių (schemoje nepavaizduotas). Pradiniame stendo derinimo etape, kuomet ieškoma optimalios detektoriaus padėties, arba tiriant mažą jautrį turinčius įrenginius, silpnintuvas nenaudojamas.

3.12 pav. taip pat pavaizduota principinė paruošto eksperimentams detektoriaus schema. Silicio lustas su keliais THz detektoriais priklijuotas prie didelės specifinės varžos ( $>20\,000\ \Omega\text{cm}$ ) Si padėklo, kuris, savo ruožtu, pritvirtintas prie spausdin-



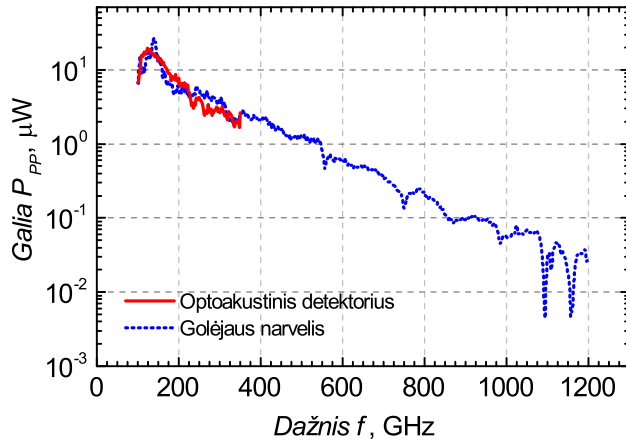
3.12 pav.: THz detektorių charakterizavimui naudotas eksperimentinis stendas.

tinės plokštės. Spinduliuotė patenka į detektorius iš pagrindo pusės. Spausdintinė plokštė leidžia lengvai prisijungti prie tranzistoriaus išvadų. Papildomam spinduliuotės suvedimui naudotas hiperpusrutulio formos Si lęšis, tvirtinamas iš padėklo pusės. Šis elementas gerokai sumažina Gauso formos spinduliuotės praradimą dėl atspindžių nuo Si padėklą ir orą skiriančios ribos ar atspindžių pačiame padėkle [103, p. 67], [104]. Kadangi viename luste yra daug charakterizavimui skirtų detektorių, teko pasirūpinti galimybe keisti Si lęšio padėtį lusto atžvilgiu. Tam tikslui panaudotas dviejų ašių derinamas XY laikiklis. Detalesnę detektoriaus modulio aprašymą galima rasti M. Bauer disertacijoje [25] ir straipsnyje [67].

Kadangi pavienio TeraFET detektoriaus antena yra labai maža (skersmuo mažiau nei mikrometras), ji surenka tik dalį krentančios spinduliuotės. Į tai būtina atsižvelgti skaičiuojant įrenginio elektrinį jautrį. Šiame skyriuje pateiktos eksperimentinės optinio jautrio ir NEP vertės suskaičiuotos imant visą kritusios THz spinduliuotės galią. Kitais žodžiais, šios vertės yra „pesimistiškiausios”.

Sistemos derinimui detektoriaus modulis pritvirtintas prie trijų ašių slankiojo laikiklio. Tokiu būdu TeraFET padėties spindulio atžvilgiu derinimas turėjo penkis laisvės laipsnius.

Kalibruoti detektorių atsako matavimai atlikti Vilniaus universiteto Teraharcinės elektronikos laboratorijoje. Rezultatų patikrinimui analogiški matavimai atlikti ir Frankfurto universiteto Fizikos institute, su kitu (visiška elektroniniu) THz šaltiniu „RPG Radiometer Physics GmbH” ir sinchroniniu stiprintuvu signalo matavimui.



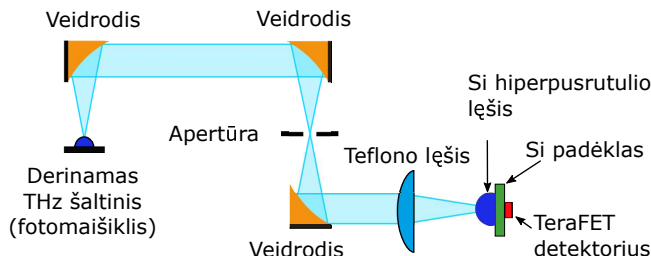
3.13 pav.: Plačiajuosčiam THz detektorių atsako matavimui naudoto šaltinio „TOPTICA TeraScan 1550“ galios priklausomybė nuo dažnio. Išmatuota su kalibruotu optoakustiniu galios matuokliu (raudona linija) ir Golėjaus narveliu (mėlyna linija). Abu matuokliai pakaitomis pastatyti stende vietoj TeraFET (žr. 3.14 pav.).

### 3.6.3 Plačiajuosčiai THz atsako matavimai

Elektroninis daugintuvas iš principo gali būti panaudotas detektorių plačiajuosčiam (siekiančiam 0,1–2 THz dažnių intervalą) charakterizavimui. Deja, toks sprendimas nepatogus, nes viso spektro padengimui reikia pažingsniui naudoti kelias bangolaidžių kombinacijas. Kiekviename tokia žingsnyje tenka stabdyti eksperimentą, keisti bangolaidžius ir iš naujo derinti standą. Dėl šios priežasties elektroninis daugintuvas naudotas detektorių charakterizavimui tik 500–750 GHz dažnių ruože, kurį užtikrina vienas bangolaidžių rinkinys, o plačiajuosčiams matavimams panaudotas Frankfurto universiteto Fizikos instituto turimas InGaAs fotomaišiklis „TOPTICA TeraScan 1550“.

Nuolatinės veikos plačiajuosčio „TOPTICA“ THz šaltinio veikimo principas grįstas dviejų 1550  $\mu\text{m}$  centrinio bangos ilgio lazerių su paskirstytu grįžtamuoju ryšiu (LPGR) spinduliuotės maišymu puslaidininkinėje InGaAs antenoje. Jei lazerių bangos ilgiai skiriasi, antena išspinduliuoja šio skirtumo elektromagnetinę spinduliuotę. LPGR bangos ilgį galima keisti keliant arba mažinant įtaiso temperatūrą. Taip gaunamas plačiajuosčias, kelių terahercų ruožo greito derinimo šaltinis [105]. Pvz., „TOPTICA TeraScan 1550“ apima nuo 50 GHz iki 2,7 THz dažnių ruožą [83].

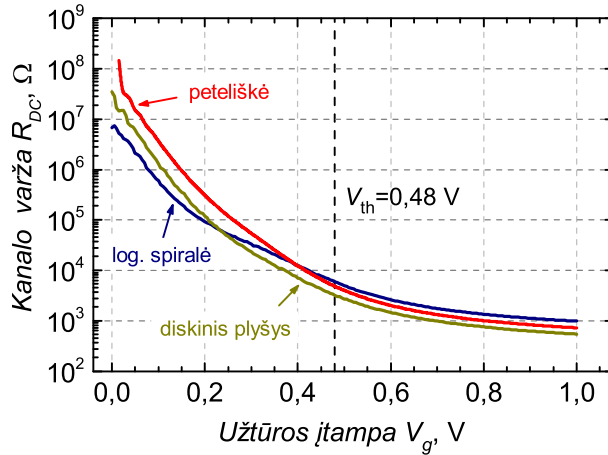
Didžiausias LPGR lazerių spinduliuotės fotomaišymu grįsto šaltinio privalumas yra galimybė greitai „perbėgti“ spektrą plačiame dažnių ruože. Iš kitos pusės, tokio



3.14 pav.: Principinė plačiajuosčio tranzistorinių THz detektorių charakterizavimo stendo schema. [74]

tipo šaltiniai yra santykinai nedidelės galios lyginant su visiškai elektroniniais šaltiniais. Pavyzdžiui, „TeraScan 1550” galia ties 500 GHz yra  $< 4 \mu W$  ir didinant dažnį ji eksponentiškai krenta. Tokius šaltinius sunku kalibruoti, kadangi tokiai silpnai galiai išmatuoti nepakanka paplitusių absoliučios galios matuoklių jautrio. Iš dalies ši problema išsprendžiama panaudojus šaltinio galios atskaitos matavimui Golėjaus narvelį, tačiau toks eksperimentas turi savų trūkumų, susijusių su narvelio konstrukciniais ypatumais. Dėl to toliau pateikiami plačiajuosčio Si KMOP 90 nm tranzistorinių detektorių rezultatai tik iki 2,2 THz, nors šaltinis leidžia pasiekti ir 2,7 THz. 3.13 pav. palyginti šaltinio vidutinės kvadratinės šaknies (RMS) galios atskaitos matavimų rezultatai: iki 1,2 THz su Golėjaus narveliu ir iki 350 GHz su optoakustiniu matuokliu. Antru atveju (raudona kreivė) sustota pasiekus matuoklio jautrio ribą (triukšmo lygį) ties 350 GHz. Ties 500 GHz išmatuota galia siekia  $1,3 \mu W$ , daugiau nei du kartus mažiau už gamintojo deklaruojamą vertę. Neatitikimą galima paaiškinti skirtumais matavimo metodikoje, pavyzdžiui, nuostoliais teflono lęšyje, apertūroje ir paraboliniuose veidrodžiuose, kurie standartiniame, gamintojo rekomenduojamame stende nenaudojami [106, 107].

3.14 pav. pateikta principinė plačiajuosčio tranzistorinių THz detektorių charakterizavimo stendo schema. Fotomaišiklio skleidžiama THz spinduliuotė surenkama ir nukreipiama į bandinį su trimis 4-ių colių (10,16 cm) efektyvaus židinio nuotolio neašiniais („off-axis”) paraboliniiais veidrodžiais ir 10 cm židinio nuotolio politetrafluoretileno (PTFE) lęšiu. Kaip ir kalibracinių matavimų stende, papildomam spindulio suvedimui panaudotas 12 mm skersmens ir 6,8 mm storio hiperpusrutulio formos Si lęšis. 7 mm skersmens apertūra skirta atsijoti žemadažnį, iš šaltinio ateinantį parazitinį signalą, kuris, kitu atveju, smarkiai iškreiptų detektoriaus atsaką (ir sumažintų signalo ir triukšmo santykį) aukštesnių už 1 THz dažnių ruože.



3.15 pav.: Detektorių kanalo varžos priklausomybė nuo užtūros įtampos. Vertikalia punktyrine linija pažymėta slenkstinė užtūros įtampa.

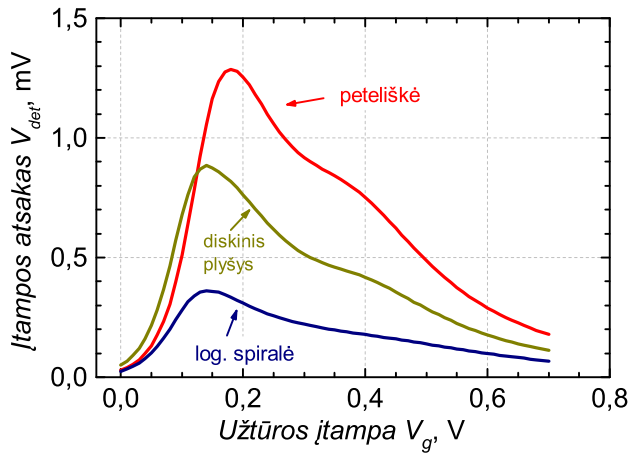
## 3.7 Eksperimentų rezultatai

Toliau pateikiami detektorių charakterizavimo rezultatai. Iš pradžių aptarsime įrenginių nuolatinės veikos parametrus, tuomet kalibruotą jautrį ir efektingą triukšmo galią ir, pabaigoje, plačiajuostį atsaką.

### 3.7.1 Nuolatinės veikos charakteristikos

Išmatuotos voltamperinės visų trijų THz detektorių charakteristikos pateiktos 3.15 pav. Kaip matyti, peteliškės ir spiralės įrenginių kanalo varžos  $R_{DC}$  priklausomybės nuo užtūros įtampos  $V_g$  varijuoja santykinai nedideliame intervale ( $\sim 25$  proc.), kadangi abiejuose naudotas tas pats tranzistorius. Ties  $V_g = 0,45$  V peteliškės varža yra 6670 k $\Omega$ , o spiralės – 7800 k $\Omega$ . Pasirinktas darbo taškas neatitiktinis, kaip pamatysime vėliau, ties juo detektorių NEP – mažiausias. Didesnę spiralės varžą galima paaiškinti kitokia pagalbinės elektroninės grandinės struktūra bei didesne žemadažnio antenos kompleksinio impedanso realiąja dalimi. Ties ta pačia užtūros įtampa plyšinio disko varža beveik dvigubai mažesnė – 4280 k $\Omega$ , o voltamperinės charakteristikos pobūdis yra kiek kitoks. To priežastis – šiame detektoriuje vietoje vieno naudojami du lygiagrečiai sujungti tranzistoriai.

Grafike pateikta slenkstinė tranzistoriaus užtūros įtampa  $V_{th} = 0,48$  V gauta pritaikius 2.3.2 sk. aprašytą atitaikymo procedūrą. Gautos kanalo varžų vertės vėliau



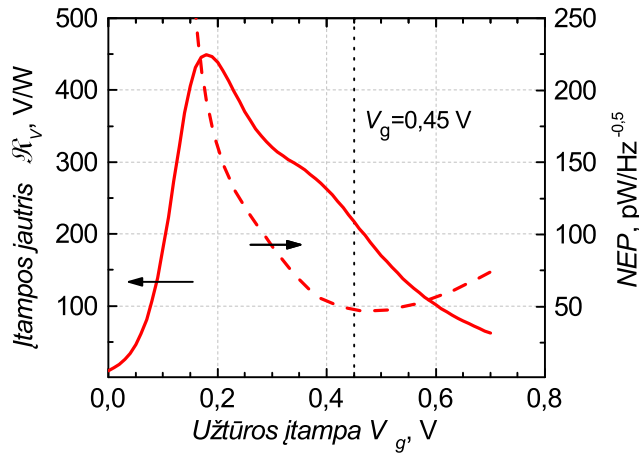
3.16 pav.: Detektorių atsako priklausomybė nuo užtūros įtampos. Spinduliuotės dažnis – 609 GHz.

naudotos detektorių NEP skaičiavimams ir optimalių eksperimentams darbo taškų nustatymui. Verta pabrėžti, jog detektoriaus VACH matuotos ne vieną kartą. Tikrovėje jos kartotos prieš kiekvieną eksperimentą ir, jei jis užtrukdavo ilgiau (kelias dienas ar ilgiau), to eksperimento metu. Tai daryta detektorių veikos kontrolei, nes įtaisai gana jautrūs elektrostatinėms iškrovoms ir parazitinėms srovėms, kurios gali pramušti tranzistoriaus kanalą arba užtūrą. Aptikus pramušimo faktą, detektorius buvo keičiamas nauju.

### 3.7.2 Kalibruoto optinio jautrio ir NEP įvertinimas

Ši eksperimento dalis atlikta su kalibruotu visiškai elektroniniu šaltiniu, aprašytu 3.6.2 sk. Buvo tiriamas 500–750 GHz dažnių intervalas. 3.16 pav. pateikta detektorių atsako priklausomybė nuo užtūros įtampos ties 609 GHz spinduliuotės dažniu. Kaip matome, didžiausias įtampos signalas, o tuo pačiu ir jautris, detektoriuose gaunamas tada, kai tranzistorius dirba ties užtūros įtampa, kuri yra gerokai žemesnė už slenkstinę: peteliškei – ties  $V_g = 0,18$  V, o spiralei ir diskiniam plyšiui – ties 0,14 V. Atrodytų, šie darbo taškai turėtų būti geriausi. Tačiau svarbesnė detektoriaus charakteristika yra ne jautris, bet efektinė triukšmo galia (NEP), nes joje įskaitomas ir paties įrenginio keliamas triukšmas. O žvilgtelėję į NEP (2.4) formulę, prisiminsime, kad šis parametras proporcingas kvadratinei šakniai iš kanalo varžos. Kai tranzistorius uždarytas,  $R_{DC}$  yra labai didelė (virš 1 M $\Omega$ ); NEP, atitinkamai, irgi didelis (viršija kelis kartus minimalią vertę; kuo NEP mažesnis, tuo geriau). Dėl to žiūrint iš NEP perspektyvos, optimalus detektoriaus darbo taškas





3.17 pav.: Detektoriaus su peteliškės formos antena jautrio ir efektinės triukšmo galios (NEP) priklausomybė nuo užtūros įtampos. Spinduliuotės dažnis – 609 GHz. Vertikalia taškine linija pažymėta optimalus darbo taškas, kuriame mažiausias NEP.

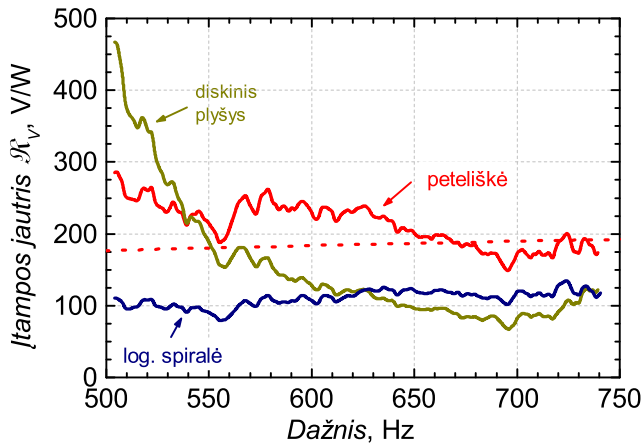
gerokai pasislinkęs į didesnių užtūros įtampos verčių pusę. Iš 3.17 pav. palyginto peteliškės formos detektoriaus jautrio ir NEP nesunku įsitikinti, kad geriausias darbo taškas yra ties  $V_g = 0,45$  V, visai arti tranzistoriaus slenkstinės įtampos. Jis ir naudotas didžiumoje tolimesnių eksperimentų su Si KMOP 90 nm įrenginiais.

3.18 pav. ir 3.19 pav. parodytos optinio jautrio ir efektinės triukšmo galios priklausomybės nuo spinduliuotės dažnio. Matyti, kad detektorių su peteliškės ir spiralės antenomomis efektyvumas silpnai (vidutiniškai 20 proc.) priklauso nuo dažnio, tad pateisina plačiajuosčių įrenginių vardą (bent jau 500–750 GHz dažnių ruože). Ties 609 GHz peteliškės optinis jautris siekė 235 V/W, o NEP – 45 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , įskaitant visą, į prietaisą krintančią spinduliuotės galią. Detektoriaus NEP neperžengia 60 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$  ribos beveik visame tirtų kalibruotais matavimais dažnių ruože. Atmetus nuostolius antenoje ir lęšiuose, perskaičiuoti TeraFET rodikliai būtų geresni, tačiau mažiau naudingi iš praktinių pritaikymų pusės. Spiralės jautris ir NEP, daugiau nei du kartus mažesni ir siekia, atitinkamai, 112 V/W ir 102 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$  ties tuo pačiu dažniu. Pažymėsime, kad pateiktos spiralės vertės dvigubai didesnės nei išmatuotos, nes gautos atmetus nuostolius dėl poliarizacijos nesuderinamumo, kurie lygūs 50 proc.

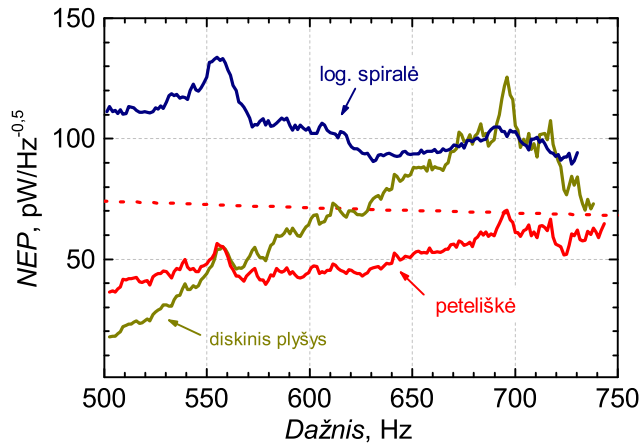
Įtampos jautrį lengva perskaičiuoti į srovės jautrį. Tam pakanka kanalo varžos. Peteliškei srovės jautris lygus 33 mA/W ties 609 GHz. Ši vertė gerai dera su modeliavimo rezultatais (punkttyrinės linijos 3.18 pav. ir 3.19 pav.). Vidutinė prognozių paklaida yra 18 proc. 500–750 GHz dažnių ruože. Spiralės srovės optinis jautris

lygus 11 mA/W. Gauti abiejų plačiajuosčių TeraFET veikos rodikliai kelis kartus geresni už komercinius Golėjaus narvelio tipo terahercinius detektorius [102]. Be to, detektoriaus su peteliškės formos antena NEP tik 2–4 kartus aukštesnis už geriausių siaurajuosčių tranzistorinių įrenginių, pagamintų naudojant Si KMOP technologiją, efektingą triukšmo galią [59, p. 245] ir prilygsta geriausiems plačiajuosčiams Al-GaN/GaN TeraFET detektoriams [9] bei komerciniams kvazioptiniams įrenginiams su Schottky diodais [108].

Grafikuose palyginimui pateiktos ir rezonansinio detektoriaus su diskiniu plyšiu charakteristikos. Iš 3.18 pav. ir 3.19 pav. matyti, kad šio detektoriaus rezonansinis dažnis yra žemiau 500 GHz, kalibruotų matavimų žemutinės ribos. Vėliau plačiajuosčio charakterizavimo eksperimento metu nustatyta, kad diskinio plyšio rezonansinis dažnis yra  $\sim 475$  GHz (žr. 3.20 pav.). Ties 500 GHz jo NEP lygus  $18,1 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Kalibruotų ir plačiajuosčių matavimų rezultatams pritaikius interpoliacijos procedūrą, gauta diskinio plyšio NEP vertė ties 475 GHz –  $\sim 17 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Pagal šį parametraž detektorius prilygsta geriausiems atrankiesiems tranzistoriniams įrenginiams [5, 16, 109].



3.18 pav.: Detektorių jautrio priklausomybė nuo spinduliuotės dažnio. Užtūros įtampa –  $V_g = 0, 45 \text{ V}$ . Spiralinės jautris suskaičiuotas atmetus nuostolius dėl poliarizacijos neatitikimo. Punktyrine linija atidėtas peteliškės teorinio modeliavimo rezultatas.

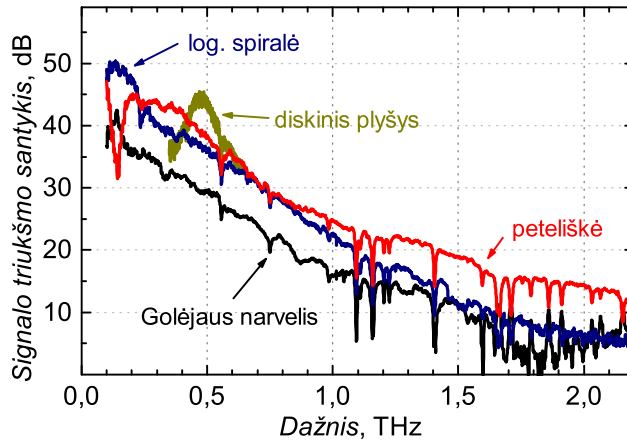


3.19 pav.: Detektorių efektinės triukšmo galios priklausomybė nuo spinduliuotės dažnio. Užtūros įtampa –  $V_g = 0,45$  V. Spirales NEP suskaičiuotas atmetus nuostolius dėl poliarizacijos neatitikimo. Punktyrine linija atidėtas peteliškės teorinio modeliavimo rezultatas.

### 3.7.3 Plačiajuostė veika

Detektorių atsakas 0,1–2 THz ruože tirtas su „TOPTICA TeraScan 1550” šaltiniu. Kadangi absoliučios detektorių kalibracijos atlikti su turima įranga nebuvo galima, atskaitos matavimai atlikti Golėjaus narveliu. 3.20 pav. pateikti visų trijų detektorių ir Golėjaus narvelio signalo-triukšmo santykių priklausomybė nuo dažnio. Detektorių atsakas matuotas sinchroniniu stiprintuvu (angl. *lock-in amplifier*). Šaltinio elektrinis moduliavimo dažnis TeraFET įrenginių atveju buvo 888 Hz, o Golėjaus narvelio – 20 Hz. Stiprintuvo integravimo laiko konstanta, atitinkamai, buvo 500 ms ir 2 s. Aukštesnis moduliavimo dažnis tranzistoriniams įrenginiams pasirinktas patogumo sumetimais, siekiant sutaupyti laiko. Šis eksperimento parametras TeraFET atsakui turėjo menką įtaką. Kadangi TeraFET detektoriai dirba nulinio kanalo priešįtampio režime, jų atsako triukšmas lygus šiluminiam triukšmui [60,110].

3.21 pav. pateiktas santykis tarp tranzistorinių detektorių ir Golėjaus narvelio STS. Plačiajuosčių detektorių (peteliškės ir logaritminės spirales) kreivėse galima pastebėti panašią spektrinę moduliaciją. Ją sukelia etaloniniai rezonansai, susidarantys Golėjaus narvelio deimantiniame lange. Atmetus šį artefaktą, Golėjaus narvelį galima laikyti plokščiu THz detektoriumi, kurio atsakas nepriklauso arba labai mažai priklauso nuo dažnio. Verta pažymėti, kad virš 1,75 THz, kai šaltinio galia yra labai maža (mažiau už 10 nW), Golėjaus narvelio atsako spektre



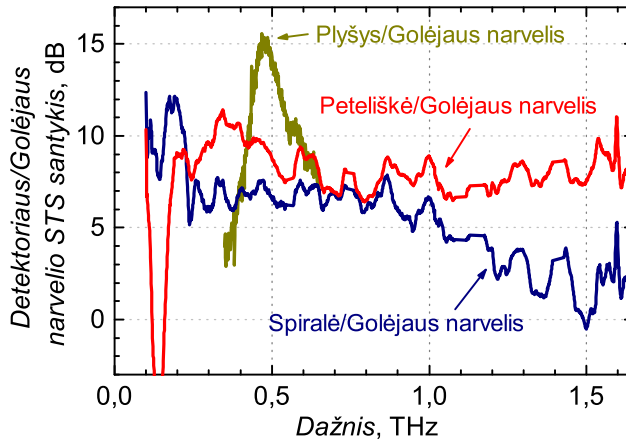
3.20 pav.: Tranzistorinių THz detektorių ir komercinio Golėjaus narvelio signalo-triukšmo santykio priklausomybių nuo spinduliuotės dažnio palyginimas. Detektorių užtūros įtampa –  $V_g = 0,45$  V. [74]

stebimos parazitinės smailės. Jų prigimtis susijusi su vandens garų, išsismelkusių į įrenginio vidinę kamerą, įtaka veikai (pvz., nepageidautinos sugerties linijos). Dėl šios priežasties matavimų duomenys, gauti aukštesnių nei 1,75 THz dažnių ruože, nenaudoti analizei.

Pirma išvada, kurią galima padaryti iš pateiktų duomenų – detektoriaus su peteliškės formos antena dinaminis intervalas maždaug 8 dB didesnis nei Golėjaus narvelio. Detektoriaus su logaritmine spirale veikos efektyvumas yra prastesnis nei peteliškės, tačiau geresnis nei Golėjaus narvelio. 3.20 pav. stebimas visų plačiajuosčių detektorių STS kritimas susijęs su eksponentiniu fotomaišiklio galios kritimu.

Antra išvada – detektoriaus su peteliškės formos antena jautrio spektras yra beveik plokščias 0,2–1,75 THz dažnių ruože. Iš kalibruotų atsako matavimų žinome, kad detektoriaus minimali optinė efektinė triukšmo galia yra  $45 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  ties 0,6 THz. Remiantis šiais ir 3.20 pav. pateiktais duomenimis, galima teigti, kad ties 1,5 THz įrenginio NEP lygi  $70 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Pagal paskutinį rodiklį įrenginys lenkia geriausių literatūroje aprašytus atrankiuosius TeraFET detektorius 1,5 THz dažnių ruožo srityje [16, 82, 111] [59, p. 249] ir neturi analogų plačiajuosčių TeraFET detektorių tarpe.

Trečia, detektoriaus su logaritmine spirale atsako spektras išlieka plokščias siauresniame už peteliškę dažnių ruože. Ekstrapoliavus kalibracinius matavimus, šio detektoriaus NEP išlieka  $\sim 100 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  lygyje 0,6–1,0 THz dažnių ruože, o po to auga (kas iš esmės tolygu jautrio kritimui).



3.21 pav.: Detektorių ir komercinio Golėjaus narvelio STS santykis. [74]

Verta pabrėžti, jog peteliškės STS spektre matoma gili 15 dB duobė ties 150 GHz susijusi su antenos ir ją supančio metalo sąveika (žr. 3.1 pav.). Tą lengva patikrinti. Ekvivalentinio supančiai struktūrai diskinio plyšio spindulys  $r$  yra  $200 \mu\text{m}$ . Efektyvi jį supančio padėklo dielektrinė konstanta  $\epsilon_{\text{eff}} \approx 2,6$ , tad atitinkami rezonansinis bangos ilgis ir dažnis yra  $2\pi r \sqrt{(\epsilon_{\text{eff}})} \sim 2,0 \text{ mm}$  ir 150 GHz. Logaritminė spiralė irgi apsupta metaliniu žiedu, tačiau jo spindulys gerokai didesnis ( $375 \mu\text{m}$ ), tad centrinis dažnis yra žemiau tirtų dažnių ruožo.

Pabaigai aptarsime atrankiojo detektoriaus su plyšiniu disku matavimo rezultatus. Iš 3.21 pav. pateiktos kreivės nesunku nustatyti detektoriaus centrinę 475 GHz dažnį. Juostos plotis –  $\sim 90 \text{ GHz}$ . Detektoriaus dinaminis intervalas daugiau nei 15 dB didesnis už Golėjaus narvelio ir 8 dB didesnis už plačiajuostės peteliškės.

### 3.8 Skyriaus apibendrinimas

Šiame skyriuje aprašyti trys TeraFET detektoriai, kurių gamybai panaudota Taivano gamyklos TSMC komercinė Si KMOP 90 nm technologija. Jie skirti laisva erdve sklindančios THz spinduliuotės priėmimui. Du įrenginiai yra plačiajuosčiai ir turi integruotas peteliškės ir logaritminės spiralės formos plokščias antenas. Trečias detektorius yra atrankusis, jo antena yra diskinis plyšys su impedansų transformacija. Detektorių veikos parametrai sėkmingai optimizuoti dizaino kūrimo metu taikant pačių sukurtą fizikinį analitinį modelį ir elektromagnetinį antenų modeliavimą. Tobulinant įrenginius remtasi ir anksčiau sukurtų įrenginių versijų atsako į

THz spinduliuotę matavimų rezultatais.

Sukurtas detektorius su peteliškės formos antena pademonstravo beveik plokščią atsako priklausomybę nuo 0,2 THz iki 2,2 THz dažnių ruože. Jo optinis jautris yra 33 mA/W (arba 220 V/W) ties 609 GHz. Įvertinta minimali efektinė triukšmo galia (NEP) siekia 45 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$  ties 0,6 THz ir 70 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$  ties 1,5 THz. Pagal šiuos rodiklius įrenginys lenkia geriausius literatūroje aprašytus atrankiuosius TeraFET detektorius 1,5 THz dažnių ruožo srityje ir tik 2–4 kartus prastesnis už geriausius atrankiuosius puslaidininkinius detektorius 0,6 THz srityje.

Kito plačiajuosčio detektoriaus su logaritminės spiralės formos antena veika išlieka plokščia siauresniame dažnių ruože – nuo 0,1 THz iki 1 THz. Tačiau šis įrenginys jautresnis žemesniuose dažniuose (<230 GHz) lyginant su peteliškės formos antena turinčiu TeraFET. Be to, logaritminės spiralės antena turi didesnę pritaikymo potencialą THz spinduliuotės matavimams, kai šaltinio poliarizacija nežinoma arba ji kinta laike.

Eksperimentiniai rezultatai leidžia daryti išvadą, kad TeraFET atsako modeliavimui aukštesnių nei 1 THz dažnių ruože labiau tinka fizikinis analitinis plazmoniniu maišymu pagrįstas modelis, o ne standartinis, gamyklos pateikiamais duomenimis grįstas modelis. Siūlomas įrenginio modelis korektiškai aprašo detektoriaus veiką, o gautos su jo pagalba jautrio prognozės patvirtintos eksperimentais. Vidutinė prognozių paklaida – 18 proc. 500–750 GHz dažnių ruože. Kito fizikinio modelio, kurio tikslumas prilygtų mūsų pateiktam, nėra (literatūroje neaprašytas).

## Skyrius 4

# TeraFET taikymai kvantinių pakopinių lazerių spinduliuotės detekcijai

Šiame skyriuje pristatomi tranzistorinių Si KMOP 90 nm detektorių su integruotomis paviršinėmis lopinėlio tipo antenomis taikymo impulsinių THz šaltinių stebėjimui tyrimai. Eksperimentams naudoti trys kvantiniai pakopiniai lazeriai (KPL): JAV Masačusetso technologijų instituto 3 THz dažnio įrenginys ir du, 3,1 THz ir 4,75 THz dažnio, SOFIA kosmoso observatorijos šaltiniai. Tranzistorinių detektorių veika lyginama su dviem komerciniais THz detektoriais: Golėjaus narveliu ir bolometru.

Dalis skyriaus medžiagos atspausdinta straipsnyje [112].

### 4.1 Mokslinis tyrimų aktualumas

Pirmieji THz srities kvantiniai pakopiniai lazeriai (KPL) pasirodė 2002 m., kuomet R. Köhler ir kiti pristatė 4,4 THz dažniu veikiančią įrenginį [113]. Per keliolika metų KPL tapo vienu svarbiausiu koherentinės THz spinduliuotės šaltiniu, veikiančių srityje nuo  $\sim 1$  iki  $\sim 5$  THz. Šiai dienai sukurta daug lazerių variantų su skirtinga aktyvios terpės sandara. Nežiūrint to, THz KPL vis dar reikalauja šaldymo – aukščiausia veikos temperatūra siekia  $\sim 200$  K [114]. Kita vertus, šie šaltiniai pasižymi santykinai didele spinduliuotės galia (lyginant, pvz., su elektroniniais šaltiniais),

kuri gali siekti netgi 1 W [115]. Išvysčius kriogeninių skysčių nereikalaujančias šaldymo technologijas, THz KPL pradėti taikyti aukštos skyros THz spektroskopijoje [116] ir vaizdinime [117].

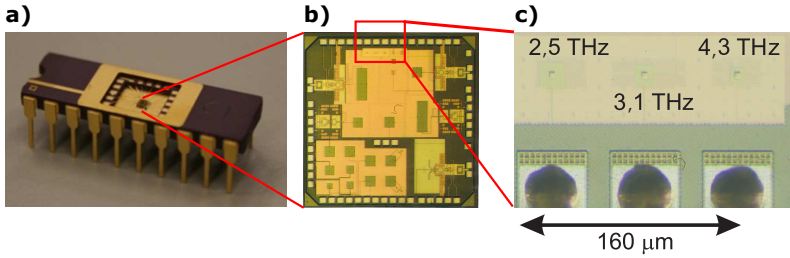
Dažniausiai praktiniuose taikymuose KPL naudojami kartu su tradiciniais THz detektoriais, tokiais kaip Golėjaus narvelis, piroelektrinis detektorius arba kriogeninio šaldymo reikalaujantis bolometras. Neseniai pristatyta nauja lazerio spinduliuotės detektavimo metodika, kuri remiasi dviejų signalų savaiminiu maišymu: sklindančiu nuo šaltinio ir grįžtančiu nuo atspindinčio paviršiaus [118]. Nežiūrint visų šių pasiekimų, THz KPL taikymo srityje vis dar išlieka jautrių, greitų ir kompaktiškų detektorių poreikis.

Integriniuose grandynuose įdiegiami metalo oksido-puslaidininkių tranzistoriai ir su jais suderintos paviršinės antenos yra elegantiškas kambario temperatūros THz detektorių sprendimas, potencialiai tinkantis kvantinių pakopinių lazerių skleidžiamos spinduliuotės detekcijai. Literatūroje galima rasti tik kelis pranešimus apie bandymus derinti tranzistorinius detektorius su THz KPL [119, 120]. Šiame skyriuje ištirtos kvantinio pakopinio lazerio spinduliuotės detekcijos galimybės panaudojant Si KMOP 90 nm detektorius su lopinėlio tipo antenomis. TeraFET veika palyginta su dviem komerciniais THz detektoriais – skystu heliu aušinamu komponentiniu bolometru ir Golėjaus narveliu.

Vienas iš kvantinių pakopinių lazerių pritaikymo sričių yra astronominiai tyrimai. Svarbi aukštos raiškos ir didelio jautrio heterodininių spektroskopinių kosmoso stebėjimo sistemų dalis yra stabilus vietinis osciliatorius (angl. *local oscillator*), generuojantis spinduliuotę THz dažnių srityje. Pavyzdžiui, pagrindinis tankios tarpžvaigždinės terpės šaldalas – neutralus deguonies atomas, turi 4,7448 THz spektro liniją. Šios linijos stebėjimas yra svarbus įrankis, padedantis suprasti masyvių jaunų žvaigždžių formavimo procesus [121]. Viena iš šių įrankių naudojančių stebėjimo laboratorijų yra Infraudonųjų spindulių astronomijos stratosferinė observatorija (angl. *Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy*, SOFIA). Svarbi jos dalis yra aukštos raiškos ir didelio jautrio matavimams prie skirtingų dažnių skirtas heterodininis spektrometras GREAT (angl. *German REceiver for Astronomy at Terahertz frequencies*). Pagrindinis GREAT spinduliuotės šaltinis – pakopinis mikrobangų daugintuvas, padengia visus kanalus išskyrus vieną, patį aukščiausią ties 4,75 THz. Šiai spektrinei spragai ir naudojamas kvantinis pakopinis lazeris, kaip alternatyva dujų lazeriams [122, 123].

SOFIA observatorijoje esančiam THz KPL reikia kruopštaus galios stebėjimo nepriklausomu, lengvai eksploatuojamu atraminiu detektoriumi. Komerciniai, kambario temperatūroje veikiantys detektoriai, tokie kaip Golėjaus narvelis [102] arba piroelektriniai įrenginiai [124], dirba tik tuomet, kai lazerio spinduliuotė karpoma.





4.1 pav.: Kairėje (a): eksperimentams naudotas integrinio grandyno korpusas su viduryje priklijuotu UMC gamykloje pagamintu Si lustu. Viduryje (b): grandyne įdiegta keliolika skirtingos konstrukcijos ir parametrų detektorių. Dešinėje (c): išdidinta pagrindinė integrinio grandyno dalis su MOPLT tranzistoriais ir lopinėlio tipo antenomis. Prie kiekvieno detektoriaus pažymėtas jo centrinis dažnis. Adaptuota pagal [112]

Dėl šios priežasties jie nenaudojami SOFIA observatorijoje, pasižyminčioje labai griežtais apribojimais papildomą vietą užimančiai pagalbinei aparatūrai. Viena iš potencialių alternatyvų galėtų būti paviršiniai, nulinio priešįtamčio Schottky diodai su integruotomis antenomis, tačiau geriausių pasiekimus šioje srityje pasiekę egzemplioriai pasižymi stipriu (kelias eiles siekiančiu) jautrio kritimu dažnių ruože nuo 100 GHz iki 1 THz [3]. Kita alternatyva – GaAs Schottky diodai, tenkina dažniui keliamus reikalavimus [125,126], tačiau pasižymi dideliu  $1/f$  triukšmu ir dėl to netinka nuolatinės veikos šaltinių galios matavimams. Trečia alternatyva – tranzistoriniai detektoriai, neturintys diodams būdingų trūkumų. Jie, kaip parodė neseni tyrimai, gali dirbti kelių THz dažnių srityje, pasižymi dideliu, keliasdešimt  $\text{pW}\sqrt{\text{Hz}}$  NEP siekiančiu jautriu [82] ir gali būti pritaikyti THz KPL stebėjimui [127]. Toliau pateikiami bandymų stebėti SOFIA osciliatoriaus skleidžiamos THz spinduliuotės su Si KMOP 90 nm TeraFET detektoriais rezultatai.

## 4.2 Detektorių dizainas

Tyrimams naudoti Frankfurto Universiteto (Vokietija) suprojektuoti detektoriai su MOPLT tranzistoriais ir lopinėlio tipo antenomis. Įrenginius gamino dvi Taivanieo gamyklos: „United Microelectronics Corporation” (UMC) ir „Taiwan Semiconductor Manufacturing Company Limited” (TSMC). Abiem atvejais gamybai panaudota Si 90 nm KMOP technologija.

4.1 lentelė: Pagrindiniai MIT lazerio tyrimams naudotų detektorių parametrai

	TeraFET	Golėjaus narvelis	Bolometras
Apertūra (skersmuo)	<100 $\mu\text{m}$ (efektyvioji)	6 mm	15 mm
NEP	85 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$	253 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$	3,2 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Optinis jautris	230 V/W	13 kV/W	10,7 kV/W
Detektoriaus tūris (kartu su korpusu)	0,1 cm <sup>3</sup>	102 cm <sup>3</sup>	104 cm <sup>3</sup>

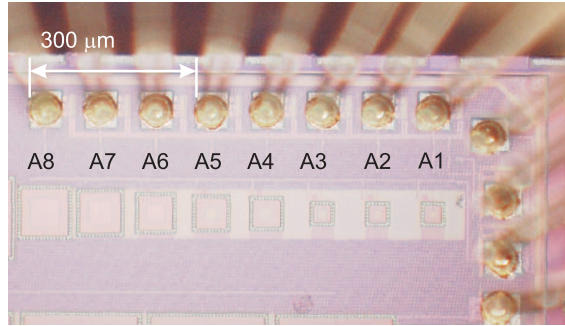
## 4.2.1 UMC detektoriai

UMC gamykloje pagamintų detektorių nuotraukos pateiktos 4.1 pav. viduryje ir dešinėje. Detalesnis dizaino aprašymas pateiktas straipsnyje [82]. Integruojame grandyne įdiegta keliolika skirtingus rezonansinius dažnius turinčių detektorių. Eksperimentui pasirinktas įrenginys, kurio jautris buvo didžiausias esant 3,1 THz spinduliuotei. Pagrindiniai detektoriaus parametrai: dydis 20,3  $\mu\text{m} \times 20,3 \mu\text{m}$ , užtūros plotis 120 nm, pilnutinė varža 14,5 k $\Omega$  (ties geriausią jautrį duodančia prieštampio verte). Detektoriuje antena prijungta prie dviejų lygiagrečiai sujungtų MOPLT tranzistorių [4, 10, 15, 85].

Sumodeliuotas lopinėlio antenos kryptingumas yra 6 dBi, tad jos efektyvioji apertūra (skersmuo) mažiau už 100  $\mu\text{m}$ . Kiti du lyginamiesiems tyrimams naudoti komerciniai THz detektoriai: „Tydex” Golėjaus narvelis ir „QMC” kriogeninis bolometras, turėjo gerokai didesnes apertūras – atitinkamai, 6 mm ir 15 mm (pateiktos vertės yra gamintojų nurodytas skaidraus lango skersmuo) (žr. 4.2.1 lentelę). Tranzistorinis detektorius dėl mažesnių matmenų žymiai jautresnis spinduliuotės fokusavimo tikslumui.

## 4.2.2 TSMC detektoriai su lopinėlio antenomis

SOFIA kvantinio pakopinio lazerio tyrimams naudoti TSMC gamykloje pagaminti detektoriai. Detalus įrenginių dizaino aprašymas pateiktas straipsnyje [63]. Kaip ir UMC atveju, viename luste įdiegta daug detektorių su skirtingo dydžio ir centrinio dažnio lopinėlio antenomis. Eksperimentams naudoti aštuoni įrenginiai (žr. 4.2 pav.). 4.2 lentelėje pateikti jų antenų pagrindiniai parametrai ir modeliavimo rezultatai. Anteną sudaro metalinis lopinėlis ir gilesniame sluoksnyje, arčiau Si padėklo, suformuotas metalinis atsvaras (angl. *ground plane*). Tokiu būdu detektorius geriau surenka iš oro pusės krentančią THz spinduliuotę. Kadangi viename luste išdėstyta daug detektorių, jų elektromagnetinei izoliacijai panaudotas „dėžės” tipo dizainas, kuriame antena apsupta iš metalinių vijų sudarytomis sienomis (dau-



4.2 pav.: SOFIA KPL tyrimams naudotų tranzistorinių detektorių su lopinėlio tipo antenomiu nuotrauka. Patogumui detektoriai sužymėti. [63]

4.2 lentelė: Lopinėlio antenų parametrai ir modeliavimo rezultatai. Adaptuota pagal [63]

Detektoriaus žymė	Lopinėlio dydis ( $\mu\text{m}^2$ )	Dėžės dydis ( $\mu\text{m}^2$ )	Aukštis nuo antenos atsvaro ( $\mu\text{m}$ )	Centrinis dažnis (THz)	Kryptingumas (dBi)	Efektyvumas (%)
A1	10×10	32×32	2,2	5,75	6,64	62
A2	13×13	32×32	2,2	4,6	5,79	76
A3	17×17	32×32	2,84	3,56	6,46	76
A4	19×19	50×50	2,84	3,17	6,42	79
A5	23×23	56×56	2,84	2,8	5,32	71
A6	32×32	62×62	3,6	2,0	4,7	63
A7	41×41	74×74	3,6	1,64	4,76	53
A8	52×52	86×86	3,6	1,35	5,23	43

giau žr. [63]). Skirtingai nuo UMC detektorių, TSMC įtaisuose lyginimo elementas sudarytas tik iš vieno MOPLT tranzistoriaus.

### 4.3 Tyrimo metodika

Tyrimams naudoti du skirtingi eksperimentiniai standai su kvantiniais pakopiniais lazeriais. Pirmasis, savos gamybos surinktas Frankfurto universiteto Fizikos institute, o antrasis – kosmoso tyrimo projekte SOFIA naudojamo vietinio osciliatoriaus su KPL kopija, esančia Vokietijos kosminio centro Optinių detektorių sistemų institute.

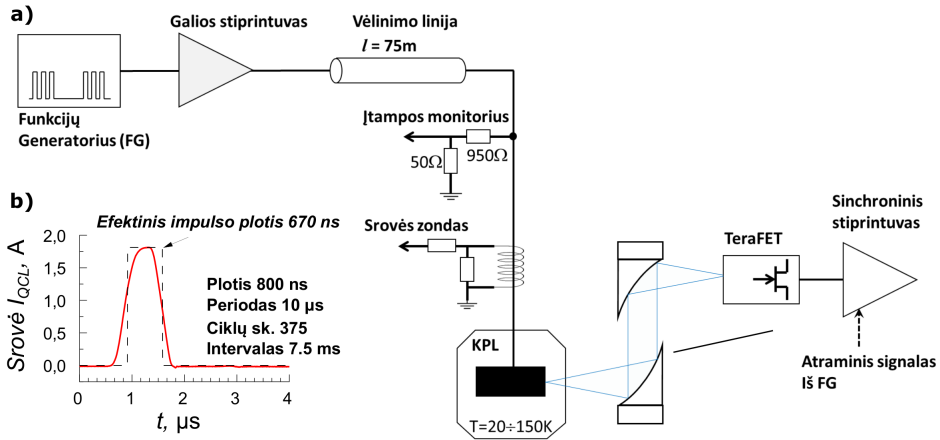
## 4.4 Stendas, skirtas TeraFET ir komercinių THz detektorių palyginimui

Tyrimai su UMC fabrike pagamintais Si KMOP 90 nm TeraFET detektoriais ir MIT kvantiniu pakopiniu lazeriu atlikti Frankfurto universitete. Stendo schema pateikta 4.3 a pav. Tyrimams panaudotas Masačutseto Technologijų Instituto sukurtas lazeris (dizainas FL178S3-M3, substratas VB0517), kurio centrinis dažnis yra  $\sim 3$  THz (tikslus dažnis priklauso nuo temperatūros). Aktyvus lazerio plotas buvo  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$  ( $1,69 \text{ mm} \times 150 \mu\text{m}$ ). Gamintojo išmatuota aukščiausia temperatūra, kurioje dar registruojama impulsiniu režimu dirbančio įrenginio spinduliuotė, siekė 165 K. Lazeris patalpintas į skystu heliu aušinamą optinį kriostatą ir žadinamas trumpų (iki kelių šimtų ns) srovės impulsų vora. Vieną vorą sudarė 375–1500 impulsų, kurių periodas –  $10 \mu\text{s}$ . Voros pasikartojimo dažnis – 133 Hz. Trumpiausia, stende pasiekta ekvivalentinė impulso trukmė buvo 670 ns (žr. 4.3 b pav.). Trumpesnių laikų nepavyko pasiekti dėl galios stiprintuvo ribojimų. KPL žadinimo impulsų užpilda buvo 6,7 proc.

Lazerio voltamperinė charakteristika yra netiesinė (žr. 4.4 pav.). Tai sukėlė papildomų maitinimo problemų, nes dėl įrenginio impedanso nesuderinamumo su kabelio  $50 \Omega$  bangine varža stebėti srovės impulso parazitiniai atspindžiai. Jų atskyrimui laike nuo pagrindinio impulso naudotas ilgas (75 metrų) mažų nuostolių  $50 \Omega$  banginės varžos kabelis. Be to, papildomam atspindžių amplitudės silpninimui naudoti 3 dB silpnintuvas ir srovės dvigubintuvas, verčiantis impedansą iš  $50 \Omega$  į  $12,5 \Omega$ , geriau derantis su eksperimentams naudoto lazerio tipiniu impedansu spinduliavimo režime.

KPL skleidžiama THz spinduliuotė surinkta 3 colių neašiniu („off-axis“) paraboliniu veidrodžiu ir sutelkiama į detektorių su mažesniu, 2 colių to paties tipo veidrodžiu. Detekcijai naudoti trijų tipų detektoriai: bolometras, Golėjaus narvelis ir tranzistorinis KMOP detektorius. Signalų stipris matuotas panaudojant sinchroninę detekciją.

Prieš atliekant pagrindinius TeraFET atsako tyrimus, nemažai dėmesio skirta kvantinio pakopinio lazerio veikos charakteristikų tyrimui. Ši eksperimentų dalis atlikta naudojant detekcijai komercinį „QMC Instruments“ bolometrą. Iš pateiktos 4.4 pav. KPL stiprios spinduliuotės režime išmatuotos voltamperinės charakteristikos galima pastebėti, kad įrenginys santykinai plačiame įtampų intervale turi neigiamą diferencinę varžą. Šį reiškinį galima panaudoti signalų stiprinimui, osciliatoriams ir kitiems taikymams [128, p. 49] (jie šiame darbe nenagrinėjami). Taip pat išmatuota lazerio skleidžiamos THz spinduliuotės galios priklausomybė nuo temperatūros (4.5 pav.). Nustatyta, kad tyrimams naudoto KPL galia maksimu-

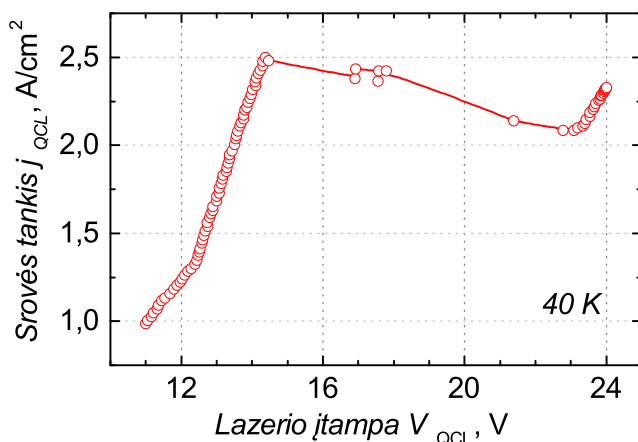


4.3 pav.: (a) TeraFET atsako matavimo stendo principinė schema. Kvantinis pakopinis lazeris buvo šaldomas skystu heliu kriostate (darbinė temperatūra 40 K). Lazerio maitinimas valdomas keičiant galios stiprintuvo parametrus, o MOPLT tranzistoriaus užtūros įtampa – keičiant modulinį srovės šaltinį. Ant lazerio krin-tanti įtampa ir juo tekanti srovė matuota oscilografu, o detektoriaus atsakas – sinchroniniu stiprintuvu. Bolometro ir Golėjaus narvelio tyrimo atveju, stendas buvo analogiškas, su viena išimtimi – atsako stiprinimui naudoti nuosavi įtaisų stiprintuvai. (b) Išmatuoto su oscilografu vieno lazerio maitinimo srovės impulso forma kartu su idealizuota ekvivalentine stačiakampio impulso forma. Adaptuota pagal [112]

mą pasiekia ties 40 K ir po to mažai (keliais procentais) kinta žeminant tempe-ratūrą. Dėl šios priežasties detektorių palyginimui pasirinktas  $T=40\text{ K}$  darbinis lazerio taškas. Aukščiausia temperatūra, ties kuria dar stebėta spinduliuotė, buvo 150 K. Pasiękti KPL gamintojo deklaruotos 165 K vertės nepavyko, dėl kriostato stabilumo ir galios stiprintuvo ribojimų.

## 4.5 SOFIA eksperimentinis stendas

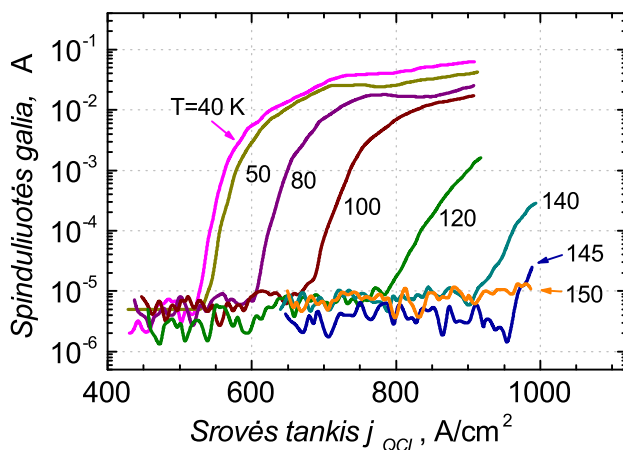
Antra KPL spinduliuotės detekcijos su TeraFET tyrimų serija atlikta Berlyne, Vo-kietijos kosminio centro Optinių detektorių sistemų institute. Eksperimentams naudota Infraraudonųjų spindulių astronomijos stratosferinės observatorijos (SO-FIA) vietinio osciliatoriaus su kvantiniu pakopiniu lazeriu kopija. Ši sistema deta-liai aprašyta darbuose [122,123]. Čia tik pabrėšime, kad osciliatorius yra pakanka-mai kompaktiška (lyginant su mokslinių tyrimų stendais), dviejų pakopų Stirling'o kriostatą naudojanti sistema. Tyrimams naudoti du sistemos variantai su 4,75 THz



4.4 pav.: Kvantinio pakopinio lazerio voltamperinės charakteristikos sritis, kurioje stebima neigiama diferencinė varža (stiprios spinduliuotės režimas). Lazerio temperatūra – 40 K.

ir 3,1 THz Berlyno Ferdinando Brauno institute pagamintais KPL lazeriais.

KPL skleidžiamos THz spinduliuotės detekcijai su TSMC Si KMOP 90 nm TeraFET naudotas stendo variantas detaliam aprašytas [63, 127]. Jo optinė dalis panaši į ankstesniame skyrelyje 4.3 pav. pateiktos schemos optinę dalį, tik vietoje dviejų



4.5 pav.: KPL spinduliuotės galios priklausomybė nuo temperatūros. Kadangi galia matuota bolometru, ordinatės ašyje pateikta šio įrenginio signalo srovės stiprumas. KPL žadinimo impulsų užpilda – 6,3 proc.

veidrodžių naudotas vienas (su 1 colio židinio nuotoliu). Kambario temperatūroje veikiančiais TeraFET galima matuoti nuolatinėje veikoje dirbančio KPL spinduliuotę be jokių signalo karpymų, bet kadangi detektorių atsakas fiksuotas su sinchroniniu stiprintuvu, kuriam reikalingas atskaitos signalas, KPL srovė moduluota 3 kHz dažniu.

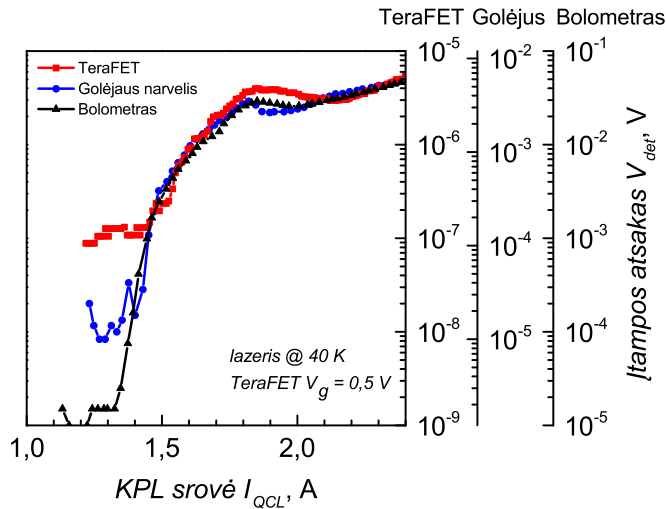
## 4.6 Eksperimentų rezultatai

Toliau pateikiami KPL detekcijos su tranzistoriniais detektoriais tyrimų rezultatai. Pirmame poskyryje TeraFET atsakas palyginamas su komerciniais THz detektoriais: bolometru ir Golėjaus narveliu. Antrame poskyryje pateikiami SOFIA osciliatoriaus skleidžiamos spinduliuotės detekcijos su tranzistoriniais detektoriais rezultatai.

### 4.6.1 THz detektorių palyginimas

Pagrindiniai eksperimentų su MIT kvantiniu pakopiniu lazeriu ir trimis THz detektoriais rezultatai pateikti 4.6 pav. KPL temperatūra fiksuota ties 40 K. TeraFET detektoriaus išvade registruojamas signalas atsiranda esant didesnės spinduliuotės galios nei Golėjaus narvelio ar bolometro atveju. Slenkstinės lazerio maitinimo srovės  $I_{QCL}$  buvo, atitinkamai, 1,4 A, 1,3 A ir 1,2 A. Naudotoje optinėje sistemoje KMOP TeraFET jautrio dinaminis intervalas siekė apie dvi eiles. Tai maždaug 5 kartus mažiau už Golėjaus narvelio dinaminį intervalą ir apie dvi eiles mažiau už bolometro pademonstruotą rezultatą. Verta pažymėti, kad bolometro jautris galėjo būti dar aukštesnis, spinduliuotės fokusavimui naudojant didesnio židinio nuotolio optiką.

Ankstesni KMOP detektoriaus tyrimai (atlikti kolegų iš Frankfurto Universiteto), parodė, kad įrenginio ekvivalentinė triukšmo galia lygi  $85 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  [82]. Ši vertė ženkliai mažesnė už Golėjaus narvelio NEP ( $\geq 250 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ ). Remiantis šiais skaičiais, galime daryti prielaidą, kad ribiniu atveju, pavykus surinkti detektoriuje visą krentančią į jį THz spinduliuotės galią, TeraFET jautris turėtų būti didesnis už Golėjaus narvelio. Kitaip tariant, pasitelkus papildomą fokusavimo optiką galima padidinti tranzistorinio detektoriaus dinaminį intervalą. Šią prielaidą patvirtina 3.7.3 skyriuje pateikti eksperimento su kitais TeraFET detektoriais ir papildoma fokusavimo technika hiperpusrutulio formos Si lęšio pavidalu rezultatai.



4.6 pav.: Skirtingų detektorių (TeraFET, Goléjaus narvelio ir bolometro) atsako signalo  $V_{\text{det}}$  priklausomybė nuo lazeriu tekančios srovės stiprio  $I_{\text{QCL}}$ . Adaptuota pagal [112]

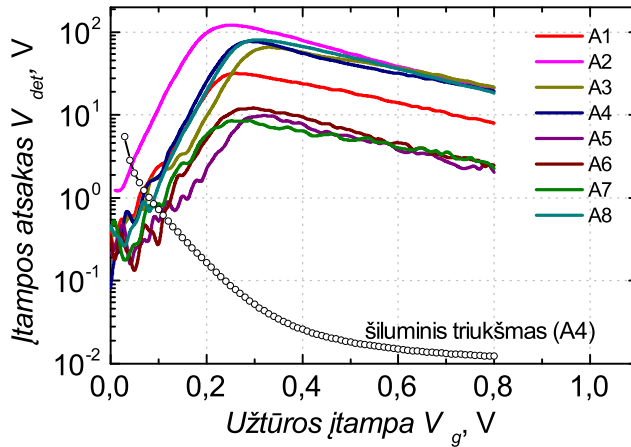
#### 4.6.2 SOFIA osciliatorių tyrimas

SOFIA osciliatoriaus eksperimente išbandyti aštuoni skirtingo rezonansinio dažnio TeraFET detektoriai. 4.7 pav. pateikta šių detektorių atsako įtampos  $V_{\text{det}}$  priklausomybė nuo užtūros įtampos  $V_g$ . Lazerio dažnis buvo 4,75 THz. Nežiūrint to, kad daugumos detektorių centrinis dažnis buvo mažesnis arba didesnis už 4,75 THz (žr. 4.2 lentelę), su visais jais pavyko detektuoti kvantinio pakopinio lazerio spinduliuotę. Jautrio dinaminis intervalas varijavo nuo 2,5 eilės (A5, A6 ir A7 įrenginiams) iki 3,5 eilės (A2 ir A8).

Pačios kreivės  $V_{\text{det}}(V_g)$  forma yra standartinė TeraFET tipo detektoriams. Didinant užtūros įtampą, jautris didėja ir pasiekia maksimumą 0,25-0,3 V srityje, kai tranzistorius dar uždarytas ( $V_{\text{th}} \sim 0,43$  V). Toliau didinant  $V_g$ , tranzistorius pradeda atsiverti, tačiau jautris palaipsniui krenta. Kartu mažėja ir kanalo varža, ir, atitinkamai, šiluminis triukšmas (žr. 4.7 pav. liniją su simboliais). Dėl to ekvivalentinės triukšmo galios minimumas pasislinkęs jautrio maksimumo atžvilgiu didesnių užtūros įtampų pusėn. Todėl tirtiems detektoriams optimalus darbo taškas yra maždaug 0,45 V (o ne 0,25-0,3 V, jei atsižvelgtume tik į jautrį ir ignoruotume triukšmų įtaką veikai).

4.8 pav. pateikti A1-A8 įrenginių atsako įtampos maksimumai dviem lazeriams:





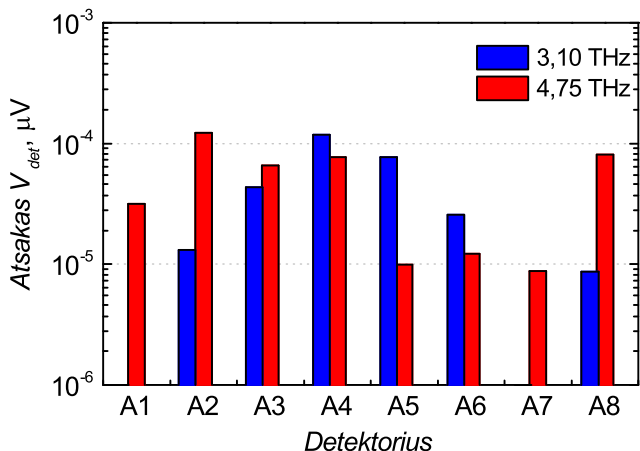
4.7 pav.: Tranzistorinių detektorių su lopinėlio antenomis atsako priklausomybė nuo užtūros įtampos. Linija su simboliais žymi suskaičiuotą įrenginių šiluminį triukšmą. Lazero centrinis dažnis – 4,75 THz.

3,1 THz ir 4,75 THz. Rezultatai aiškiai rodo, kad didžiausią stebimą atsaką duoda A2 ir A4 įrenginiai, kurių antenos rezonansiniai dažniai artimi kvantinių pakopinių lazerių dažniui. Verta pažymėti, kad lopinėlio antenos be fundamentinių rezonansų pasižymi ir aukštesnio laipsnio rezonansais, kuriuos irgi galima panaudoti detekcijai. Šią prielaidą iliustruoja A8 detektoriaus stiprus atsakas į 4,75 THz KPL skleidžiamą spinduliuotę, nežiūrint to, kad šio įtaiso centrinis dažnis yra tik 1,3 THz, o tuo tarpu 4,75 THz srityje yra aukštesnio laipsnio rezonansinis dažnis. Detektoriaus A2 maksimalus jautris siekia 75 V/W, o minimalus NEP – 404 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , kai užtūros įtampa lygi 0,45 V.

Čia pateikti tyrimų su SOFIA osciliatoriumi rezultatai dar kartą patvirtino prielaidą, kad TeraFET detektorius galima naudoti kvantinių pakopinių lazerių spinduliuotės detekcijai. Vėliau su tais pačiais detektoriais atliktas KPL fliktuacijų stebėjimo eksperimentas [63]. Jo rezultatai, kurie šiame darbe nepateikiami, leidžia daryti prielaidą, kad TeraFET detektorius galima pritaikyti kvantinių pakopinių lazerių stabilizavimui.

## 4.7 Rezultatų aptarimas

Tyrimai parodė, kad Si KMOP detektorius galima naudoti THz spinduliuotės detekcijai. Lyginant su komerciniais THz detektoriais – Golėjaus narveliu ir bolomet-



4.8 pav.: Maksimalūs Si KMOP 90 nm detektorių įtampos atsakai į 3,1 THz ir 4,75 THz KPL spinduliuotę. A1 ir A7 įrenginių atsakai išmatuoti tik 4,75 THz lazeriu. Adaptuota pagal [63].

ru, TeraFET ženkliai kompaktiškesni, pasižymi paprastesniu naudojimu ir potencialiai žymiai pigesni (dėl gamyboje naudojamų standartinių KMOP technologijų). Be to, šio tipo įrenginiams nereikia šaldymo (kaip bolometru) ir jie netokie jautrūs mechaniniams virpesiams ir šiluminiams trikdžiams, kaip Golėjaus narvelis.

Eksperimentuose Si KMOP TeraFET su lopinėlio antena moduliavimo juostos plotis siekė kelis šimtus kHz. Komercinių THz detektorių moduliavimo dažnis gerokai mažesnis (pvz., maksimalus signalo moduliavimo dažnis Golėjaus narveliui – 30 Hz [102]). Verta pažymėti, kad TeraFET moduliavimo dažnį galima ženkliai padidinti. Eksperimentuose 3 dB dažnį riboja tiksliai  $RC$  konstanta ir sinchroninio stiprintuvo įvesties talpa (apie 10 pF), čia  $R$  yra MOPLT varža (~10-15 kΩ, priklausomai nuo užtūros įtampos) ir  $C$  – visų įtaisų sujungimui naudojamų BNC kabelių talpa (apie 100 pF). Moduliavimo juostos plotį galima ženkliai padidinti įrengiant kuo arčiau detektoriaus mažatriukšmį stiprintuvą. Standartinis stiprintuvas leidžia lengvai padidinti juostos plotį iki dešimčių MHz neprarandant signalo-triukšmo santykio [129]. KPL spinduliuotės detekcijos su Si KMOP TeraFET efektyvumą galima padidinti naudojant kitas antenas, tokias kaip peteliškę arba logaritminę spiralę ir/arba papildomą išorinę ruporinę anteną (angl. *horn*) geresniam THz spinduliuotės surinkimui. Atsižvelgiant tik į  $RC$  apribojimą, galima tikėtis iki 20 MHz signalo moduliavimo juostos pločio. Dar didesni plotį galima pasiekti mažinant signalo-triukšmo santykį. Tuomet TeraFET galima panaudoti netgi sub-nanosekundžių trukmės signalų detekcijai [130].

Iš kitos pusės, TeraFET detekcijai nebūtinai signalo moduliavimas. Įrenginys gali veikti ir nuolatinės veikos režime. Dėl to KMOP detektorius galima naudoti kvantinių pakopinių lazerių stabilizavimui įvairiuose eksperimentuose, tokiuose kaip spektroskopijos ar kosmoso tyrimams [63]. Esant reikalui, detektorių jautrį galima dar labiau padidinti apjungiant kelis įrenginius į matricą.

Dabar palyginkime tranzistorinius detektorius su kitais puslaidininkiniais detektoriais – Schottky barjero diodais ir mikrobolometrais. Dažnių ruože nuo 1 THz iki 10 THz ilgą laiką dominavo GaAs pagrindu pagaminti diodai [125, 126]. Tačiau šio tipo detektorių veikimui būtinas prieštampis, įnešantis stiprų  $1/f$  triukšmo indėlį. Dėl šios priežasties literatūroje paskelbtos rekordinės ekvivalentinės triukšmo galios, pvz.,  $330 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  ties 2,54 THz [125], Schottky dioduose pasiekiamos tik šratinio triukšmo veikos režime, kai moduliavimo dažnis viršija 100 kHz. Mikrobolometrai tapo rimtais Schottky diodų konkurentais, kuomet 2006 m. A. Lee ir kiti paskelbė pasiekę  $320 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  NEP ties 4,3 THz [117]. Paskutiniai pasiekimai THz mikrobolometrų srityje yra net  $10 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  NEP [18, 131]. Deja, bet šio tipo detektoriai pasižymi ilgu integravimo laiku, tad jų moduliavimo dažnis neviršija 25-30 Hz [18]. Pasitaiko pavienių pranešimų ir apie mažesnius integravimo laikus, siekiančius submikrosekundes [132], tačiau šie duomenys pateikti tik įrenginiams, pritaikytiems dirbti 300 GHz ir 765 GHz dažniuose.

Šiame darbe aprašyti tranzistoriniai įrenginiai su lopinėlio tipo antenomis yra patobulinti [15, 82] straipsniuose pristatytų detektorių variantai. Pasiektos jų veikos charakteristikos yra artimos Schottky barjero diodams. Tad dabar TeraFET gali varžytis su diodais praktiniuose, THz KPL stebėjimo reikalaujančiuose taikymuose, o atsižvelgus į aukštesnius moduliavimo dažnius – ir su mikrobolometrais.

## 4.8 Skyriaus apibendrinimas

Šiame skyriuje pristatyti kvantinių pakopinių lazerių spinduliuotės detekcijos su tranzistoriniais KMOP detektoriais galimybių tyrimų rezultatai. Viena eksperimente tirtas 3,1 THz KPL ir lyginti trys detektoriai: vienas Si KMOP 90 nm TeraFET su lopinėlio tipo antena, Golėjaus narvelis ir bolometras. Pirmi du dirba kambario temperatūroje, o bolometrai reikia šaldymo skystu heliu. Nežiūrint to, kad TeraFET ženkliai mažesnės (pora eilių mažesnės) apertūros, pasiektas signalotriukšmo santykis (STS) tik penkis kartus mažesnis už Golėjaus narvelio STS ir dviem eilėmis mažesnis už bolometro STS. Atsižvelgiant į tai, kad tranzistorinis detektorius gali dirbti su didesnio moduliavimo dažnio signalais arba nuolatinės veikos režimu, padaryta išvada, kad TeraFET galima efektyviai panaudoti kaip

tradicinių THz detektorių alternatyvą THz šaltinių galios stebėjimui arba submikrosekundžių eilės pereinamiesiems procesams. Papildomi eksperimentai su observatorijoje SOFIA naudojamu kvantiniu pakopiniu lazeriu ir kitoje gamykloje, kitą dizainą turinčiais Si KMOP tranzistoriniais detektoriais dar kartą patvirtino šią prielaidą.

Tyrime su 4,75 THz SOFIA lazeriu detektoriai pasiekė minimalią  $404 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  ekvivalentinę triukšmo galią ir maksimalų 75 V/W jautrį. Šios vertės – rekordinės elektroniniams, kambario temperatūroje ir kelių THz dažnių srityje veikiantiems puslaidininkiniams detektoriams.

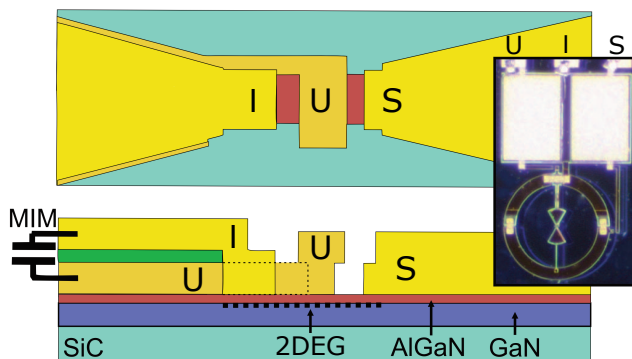
## Skyrius 5

# Plačiajuosčių TeraFET taikymai tiesinės autokoreliacijos tyrimams

Autokoreliaciniai trumpų impulsų matavimo metodai taikomi labai plačiame elektromagnetinių bangų spektre: pradedant ultravioletine ir matoma šviesa, ir baigiant infraraudonąja šviesa ir teraherciniais dažniais. Iš esmės, autokoreliacijai gali būti naudojami dviejų tipų detektoriai – tiesiniai, kurių atsakas tiesiškai proporcingas krintančios spinduliuotės galiai, ir aukštesnio laipsnio (netiesiniai). Lauko tranzistoriai su integruotomis plokštuminėmis antenomis (TeraFET) pradėti naudoti THz autokoreliatoriuose visai neseniai [133, 134], kaip alternatyva Schottky diodams [133].

Kai spinduliuotės galia pakankamai žema, TeraFET dirba kaip tiesiniai detektoriai [15]. Tačiau ties didesnėmis galiomis, Schottky diodai ir lauko tranzistoriai pereina į soties režimą [135–137]. Maža to, TeraFET pasižymi supertiesiniu veikos režimu, kuomet atsako priklausomybė nuo galios turi didesnę už vienetą laipsnį [137]. Šie veikos režimai sėkmingai panaudoti greituose autokoreliatoriuose THz impulso trukmės ir struktūros tyrimui [133, 138].

Tiesiniu detektoriumi išmatuota autokoreliacinė kreivė leidžia sužinoti THz impulso formą ir nustatyti šaltinio dažnį. Tiesiniai autokoreliaciniai matavimai gali būti panaudoti ir detektoriaus tyrimui. Toliau pateikti eksperimentiniai rezultatai atskleidė TeraFET modelio trūkumus, kurie kai kuriais atvejais atskleidžia žymų



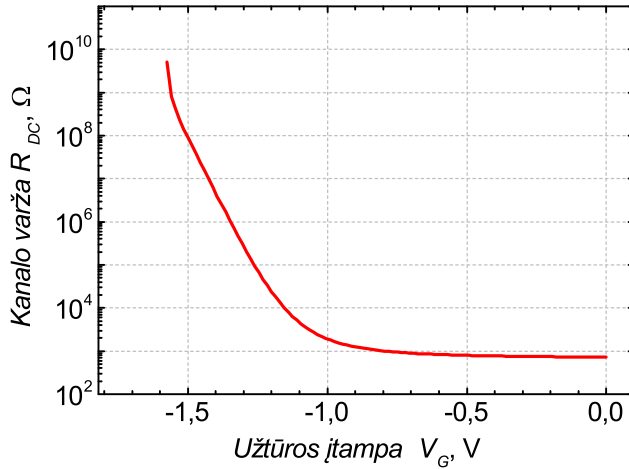
5.1 pav.: AlGaIn/GaN detektoriaus mikroskopinė nuotrauka ir horizontalus bei vertikalus išilginiai schematiniai pjūviai. Pjūviuose pavaizduotų elementų mastelis neatitinka realaus. Raidės I, G, S, 2DEG, MIM žymi, atitinkamai: ištaką, užtūrą ir santaką, dvimačių elektronų dujas ir MIM kondensatorių. Adaptuota pagal [9].

neatitikimą tarp teorijos ir praktikos. Ši trūkumą galima pašalinti papildžius teorinį modelį plazmonų ekranavimo faktoriumi (aprašytas 1.11 skyrelyje).

## 5.1 Tyrimams naudoti AlGaIn/GaN detektoriai

Tiesinės autokoreliacijos tyrimams naudotas AlGaIn/GaN medžiagų sistemoje užaugintas įrenginys. Detektorius sukurtas Frankfurto universitete (Vokietija) ir pagamintas Ferdinando Brauno institute (FBH, Vokietija). Gamybai naudotas GaN MMIC procesas [139]. MMIC yra angliškų žodžių *Monolithic Microwave Integrated Circuit* trumpinys (liet. monolitinis mikrobangų integrinis grandynas). Ši technologija dažnai naudojama gaminant integrinius grandynus iš binarinių III-V puslaidininkių. Detektoriaus lyginimo elementas – tai vienas didelio elektronų judrio tranzistorius (DEJT, angl. *HEMT*). Jo užtūros ilgis  $L_g$  yra 100 nm, plotis  $W$  – 3  $\mu\text{m}$ , tarpas tarp užtūros ir kanalo (dielektriko storis  $d$ ) – 14 nm. Skirtingai nuo Si KMOP, AlGaIn/GaN tranzistoriuje vienas pagrindinių parazitinių, efektyvumą mažinančių elementų yra po užtūros elektrodu nepatenkančios ir dėl to nevaldomos kanalo sritys. Mūsų atveju jos buvo 300 nm ilgio iš kiekvienos užtūros pusės (tris kartus ilgesnės už  $L_g$ ). Daugiau dizaino detalių pateikta 5.1 pav. ir detektorių sukūrusio M. Bauer darbuose [9, 25, 67]. Čia tik pažymėsime, kad asimetrinių kraštinių sąlygų užtikrinimui peteliškės formos antenos ištakos ir užtūros lapeliai sujungti MIM kondensatoriumi, tad aukštuosiuose dažniuose užtrumpinti.

5.2 pav. pateikti detektoriaus statinės kanalo varžos  $R_{DC}$  matavimų rezultatai.

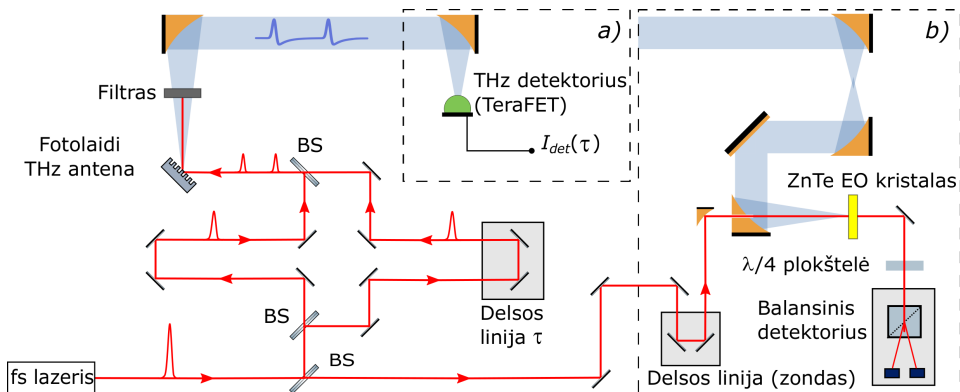


5.2 pav.: AlGaIn/GaN TeraFET statinės kanalo varžos priklausomybė nuo užtūros įtampos.

Tranzistoriaus kanalas prie nulinės užtūros įtampos visiškai atidarytas, o uždarymui naudojamos neigiamos įtampos. Taikant VACH kreivei 2.3.2 skyriuje aprašytą atitaikymo procedūrą gauti tokie detektoriaus parametrai: slenkstinė įtampa  $-0,98$  V, elektronų judris  $1013 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  ir užtūros įtampa nevaldoma kanalo varžos dalis  $651 \Omega$ . Didžioji parazitinės varžos dalis (apie  $550 \Omega$ ) atitenka už užtūros kontakto išsikišusioms kanalo dalims.

## 5.2 Tyrimo metodika

Šiame skyriuje aprašyti autokoreliaciniai tyrimai atlikti su eksperimentiniu stendu, kurio šaltinis buvo impulsiniu lazeriu žadinama fotolaidi antena (angl. *photoconductor*). Fizikinis šaltinio veikimo principas pagrįstas su pagreičiu judančių laisvų krūvininkų spinduliavimu. THz antena įprastai sudaryta iš puslaidininkinio padėklo ir ant jo užaugintų metalinių kontaktų. Į puslaidininkį nukreipiamas femtosekundžių trukmės lazerio impulsas, kurio bangos ilgis didesnis už draustinės energijos juostos plotį. Puslaidininkyje trumpam atsiranda laisvų elektronų ir skylių, kurie, veikiami tarp kontaktų prijungtos nuolatinės įtampos, juda su pagreičiu link teigiamo arba neigiamo kontakto ir spinduliuoja elektromagnetines bangas. Kai lazerio optinių impulsų trukmė siekia apie  $100 \text{ fs}$ , antena generuoja plačiajuosčius terahercinius impulsus, kurių spektras siekia  $5 \text{ THz}$  ir daugiau, o vidutinė galia yra keli mikrovatai [28, p. 8]. D. Auston'as ir kiti buvo pirmieji, kurie 1984



5.3 pav.: (a) AlGaIn/GaN tranzistorinio detektoriaus atsako charakterizavimo ir autokoreliacinių matavimų stendas. (b) Autokoreliacinių ir laiko srities atskaitos matavimų su elektriniu-optiniu detektoriumi (ZnTe kristalu) stendas. Raidėmis „BS“ pažymėti spindulio šakotuvai. Spinduoelis moduluojamas funkcijų generatoriumi, TeraFET atsakas matuojamas sinchroniniu stiprintuvu (schemoje abu neparodyti). [54]

m. sėkmingai pademonstravo ultragreitų fotokrūvininkų pernašą puslaidininkinėje fotolaidžioje antenoje ir įrodė, kad šį procesą galima panaudoti kaip THz spinduliuotės generavimo metodą [140]. Nuo to laiko THz fotolaidžios antenos (kaip šaltiniai) išplito ir rado savo kelią daugelyje ne tik mokslui, bet ir pramonei skirtų stendų ir taikymų [28, p. 5].

AlGaIn/GaN tranzistoriniai detektoriai tirti Paryžiuje, „Ecole Normale Supérieure“ instituto Pierre Aigrain laboratorijoje. 5.3 a pav. pateikta principinė stendo schema. Šis stendas yra difrakcijos apribotos THz laiko srities spektroskopijos sistemos (angl. *THz time domain spectroscopy system (THz-TDS)*) dalis [141, 142]. Optinis šaltinis buvo Ti:safyro lazeris, generuojantis 45 fs trukmės, 80 MHz dažnio ir 800 nm bangos ilgio impulsų vorą. Impulsai papildomai trumpinami netiesiniame šviesolaidyje iki 15-45 fs. Vieno impulso energija siekė 4 nJ. Autokoreliaciniams matavimams lazerio spindulys buvo perskiriamas su šakotuvu (angl. *beam-splitter*, sutrumpintai BS) ir nukreipiamas dviem lygiagrečiais keliais. Vieno iš jų ilgis keičiamas mechaniniu transliaciniu staliuku. Toliau abi optinės šakos vėl apjungiamos su kitu šakotuvu ir nukreipiamos į didelio ploto fotolaidžią anteną.  $2 \mu\text{m}$  pločio antenos metaliniai elektrodai sudarė persiklojančią  $2 \mu\text{m}$  periodo struktūrą, užklotą ant žemoje temperatūroje užauginto GaAs sluoksnio ir GaAs padėklo. Antenos plotas –  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ . Kuomet ekranavimo procesai [143, 144] THz spindulyje pakankamai silpni, du optiniai impulsai generuoja irgi du nepriklausomus, identiškus THz impulsus, kuriuos skiria delsos linija valdomas laiko tarpas  $\tau$ . Ši prielaida



patvirtinta kontroliniais THz laukų ir spindulio nuolatinės srovės priklausomybės nuo optinio kaupinimo galios matavimais.

Fotolaidi antena verčia optinių impulsų vorą THz spinduliuote. Du THz impulsus skiriantis laiko tarpas atvirkščiai proporcingas lazerio moduliavimo dažniui ( $1/80 \text{ MHz}=12,5 \text{ ns}$ ). Terahercinės spinduliuotės galia valdyta keičiant antenos nuostovųjį priešįtampį 0-10 V intervale. Kadangi detektorių signalo matavimai atlikti su sinchroniniu stiprintuvu, priešįtampis papildomai moduluotas 13 kHz dažniu. Praktinis originalios THz laiko skyros spektroskopijos sistemos juostos plotis siekė 14,5 THz, o spektro maksimumams buvo apytikliai ties 1,5 THz [141]. Antenos generuojama THz spinduliuotė surinkta ir nukreipta į tranzistorinį detektorių su dviem neašiniais paraboliniiais veidrodžiais. Tarp jų patalpintas papildomas Teflono lęšis, kurio paskirtis – sugerti prasismelkusią pašalinę infraraudonąją spinduliuotę.

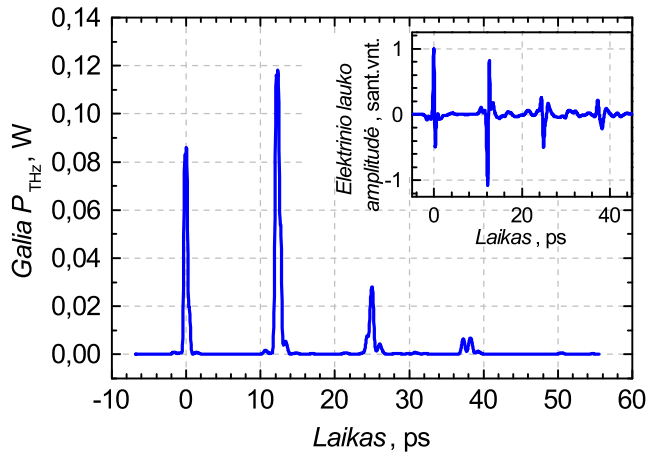
Eksperimentui paruošto AlGaIn/GaN TeraFET modulio konstrukcija identiška aprašytai 3.6 skyriuje. Papildomam spinduliuotės surinkimui naudotas tas pats Si hiper-pusrutulio formos lęšis, o suvedimui – kelių ašių slankieji laikikliai.

Fotolaidžios antenos skleidžiamos spinduliuotės juostos pločiui patikrinti atlikti papildomi atskaitos matavimai su elektriniu-optiniu (EO) detektoriumi (ZnTe kristalu). Šių matavimų principinė schema pateikta 5.3 b pav. Atskaitos matavimai atlikti THz spindulį nukreipiant ne į tranzistorinį detektorių, bet į originalią laiko skyros spektroskopijos sistemoje naudojamą dalį su ZnTe kristalu. Vienu atveju fiksuota autokoreliacinė kreivė, keičiant pirmąją delsos liniją (autokoreliacinė elektrinė-optinė atskaita), o antru atveju – atlikti laiko srities matavimai pasitelkus tradicinę kaupinimo-zondo schemą (laiko srities elektrinė-optinė atskaita).

Autokoreliaciniams ir atskaitos matavimams antenos ir lazerio galia fiksuota ties viena verte. Išmatuota vidutinė THz spinduliuotės galia lygi  $15 \mu\text{W}$ . Paskaičiuota vieno impulso galios smailės vertė yra 0,4 W. Galios pasiskirstymas viename impulse parodytas 5.4 pav. Jis suskaičiuotas naudojant laiko srities elektrinės-optinės atskaitos matavimų su EO detektoriumi duomenis ir iš elektrodinamikos teorijos žinomą Poynting'o teoremą:

$$P(t) = \epsilon_0 c n \int_A dS \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} E^2(t') dt', \quad (5.1)$$

kur  $n$  yra lūžio rodiklis,  $c$  – šviesos greitis vakuume,  $\epsilon_0$  – vakuumo dielektrinė skvarba,  $E$  – THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudė. Pirmasis integralas sumuoja pagal visą spindulio skerspjūvį. Vidurkis laike (antrasis integralas) skaičiuojamas vienam optiniam periodui  $T$ , kuris paprastai keičiamas detektoriaus atsako laiku.



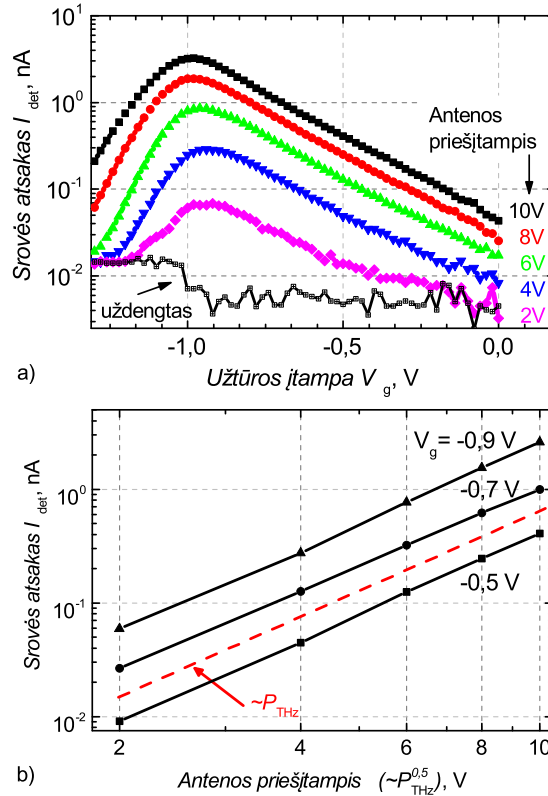
5.4 pav.: Galios pasiskirstymas viename THz impulse. Vertės suskaičiuotos naudojant laiko srities matavimų su elektiniu-optiniu detektoriumi duomenis. THz impulsas sudarytas iš kelių su vidiniais atspindžiais fotolaidžioje atlenoje susijusių smailių, kurias skiria 12,5 ps laiko intervalai. Įterptiniame grafike pavaizduota išmatuoto impulso forma. [54]

Vieno lazerio impulso sugeneruota THz spinduliuotė sudaryta iš kelių smailių, kurias skiria 12,5 ps pauzė. Papildomos smailės susijusios su THz spindulio atspindžiu fotolaidžios antenos viduje. Kaip matyti iš 5.4 pav., pirmoji galios smailė maždaug 25 proc. žemesnė už antrąją, kurią duoda praėjęs iki padėklo ir atspindėjęs nuo galinės antenos dalies THz spindulys (impulsų galios, atitinkamai, yra 85 mW ir 120 mW). Tolimesni atspindžiai kelis kartus silpnesni.

### 5.3 Tiesinis lyginimas AlGaIn/GaN detektoriuje

Kaip minėta 1 sk., detekcija lauko tranzistoriuose grįsta THz signalo įtampos (arba srovės) lyginimu tranzistoriaus kanale. Silpną signalą artinio teoriniai modeliai numato tiesinę atsako priklausomybę nuo krintančios spinduliuotės galios [6, 23, 47, 58], kuri, toliau didinant galią, pereina į kvadratinės šaknies priklausomybę [145, 146]. Šios teorinės prielaidos patvirtintos skirtingoms medžiagų sistemoms [135] ir prie skirtingų kanalo prieštampos verčių dirbantiems detektoriams [145].

Lyginimo tiesiškumas AlGaIn/GaN detektoriuje tirtas matuojant įrenginio atsako priklausomybę nuo THz spinduliuotės galios. Šiam eksperimentui nenaudoti spindulio šakotuvai ir delsos linijos kaupinančio lazerio kelyje (žr. 5.3 pav.) siekiant išgauti iš fotolaidžios antenos kuo stipresnę THz spinduliuotę. THz galios amp-



5.5 pav.: a) AlGaIn/GaN detektoriaus atsako priklausomybė nuo užtūros įtampos ir impulsinės THz spinduliuotės galios. Galia proporcinga GaAs antenos prieštampio kvadratui. Lazero impulso trukmė 20 fs, antenos moduliavimo dažnis 13 kHz. Detektoriaus triukšmo lygis išmatuotas užblokavus THz spindulį. b) Vertikalūs pirmojo grafiko pjūviai ties  $-0,5$  V,  $-0,7$  V ir  $-0,9$  V užtūros įtampa rodo lyginimo tiesiškumą detektoriuje. Palyginimui raudona linija nubrėžta  $I_{\text{det}} \propto P_{\text{THz}}$  kreivė. [54]

litudė valdyta keičiant antenos prieštampį  $V_{\text{ph}}$  intervale, kuriame  $P_{\text{THz}} \propto V_{\text{ph}}^2$ . 5.5 a pav. pateikta detektoriaus atsako priklausomybė nuo užtūros įtampos ir antenos prieštampio. Plačiame užtūros įtampų intervale, kuomet ji didesnė už slenkstinę įtampą  $V_{\text{th}} = -0,98$  V, signalo srovė (arba įtampa) tiesiškai proporcinga spinduliuotės galiai arba proporcinga amplitudės kvadratui. Ši priklausomybė prie trijų skirtingų  $V_g$  atidėta 5.5 b pav. Gauti eksperimentiniai duomenys patvirtina prielaidą, kad TeraFET detektoriai – tiesiniai THz detektoriai plačioje spinduliuotės galios srityje.

Tyrimo stendai su impulsiniais THz šaltiniais, kurių aktyvus elementas yra fotolaidi

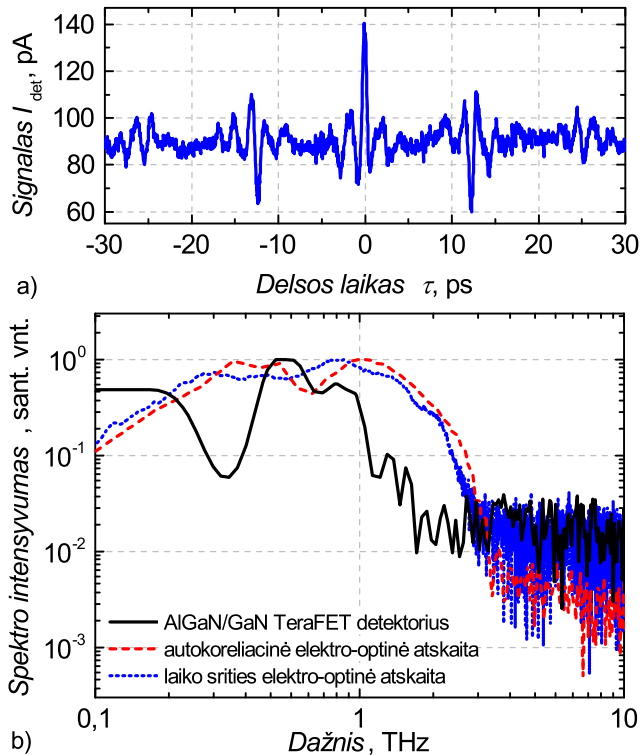
antena arba maišiklis, paprastai pasižymi žemu vidutinės galios lygiu (iki keliolikos  $\mu\text{W}$ ). Kita vertus, jų maksimali momentinė galia gali siekti kelis vatus. Tai reiškia, kad jei THz detektoriaus atsakas į impulsą yra greitas (bent 10 kartų mažesnis už impulsų periodą), tokie šaltiniai turėtų būti tinkami lyginimo tiesiškumo tyrimams. Šiame skyriuje pateikta autokoreliacinė tyrimo metodika neleidžia tiksliai įvertinti išlyginto signalo formavimosi TeraFET detektoriaus viduje laikinių verčių. Tačiau nustatytos netiesinės atsako priklausomybės nuo galios (žr. kitą skyrių) sufleruoja, kad jis yra beveik momentinis ir ribojamas tik nuskaitymui naudojamos elektronikos greičių. Šią prielaidą patvirtina ir teorija [146, 147], kuri tranzistoriaus atsaką į trumpus impulsus aprašo per klampaus hidrodinaminio modelio prizmę. Priminsime, kad šio modelio rėmuose užtūra valdomos dvimatės elektronų dujos elgiasi kaip klampus skystis. Remiantis šia teorija suskaičiuota čia aprašyto AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> DEJT tranzistoriaus vidinė atsako trukmė, kuri lygi apie 50 fs (kai judris lygus  $1013 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ , kanalo ilgis – 100 nm, o užtūros įtampa lygi -0,95 V). Tai ženkliai mažiau už eksperimentams naudoto femtosekundinio lazerio impulsų periodą (12,5 ns). Gauta vidinė atsako trukmė leidžia daryti prielaidą, kad TeraFET detektoriai turėtų būti tinkami sparčių dinaminių procesų (tokių kaip modų sinchronizavimas THz kvantiniuose pakopiniuose lazeriuose [148, 149]) tyrimui ir užtikrinti iki vienos pikosekundės laiko skiriamąją gebą.

## 5.4 Tiesinės autokoreliacijos matavimų rezultatai

5.6 a pav. pateikta su plačiajuosčiu AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> tranzistoriniu detektoriumi užrašyta autokoreliacinė kreivė. Detektoriaus užtūros įtampa buvo -0,95 V. Ties šia verte jo ekvivalentinė triukšmo galia buvo didžiausia. Kaip ir tikėtasi, autokoreliacinė kreivė simetrinė, kadangi yra impulso ir jo kopijos sąsukos rezultatas. Tačiau kreivėje matyti parazitinės, 60 proc. mažesnės amplitudės smailės, nutolusios nuo pagrindinės 12,5 ps. Jų prigimtis – THz spindulio atspindžiai fotolaidžioje antenoje. Vienas iš būdų išvengti nepageidaujamų atspindžių neseniai aprašytas K. Maussang ir kitų [150].

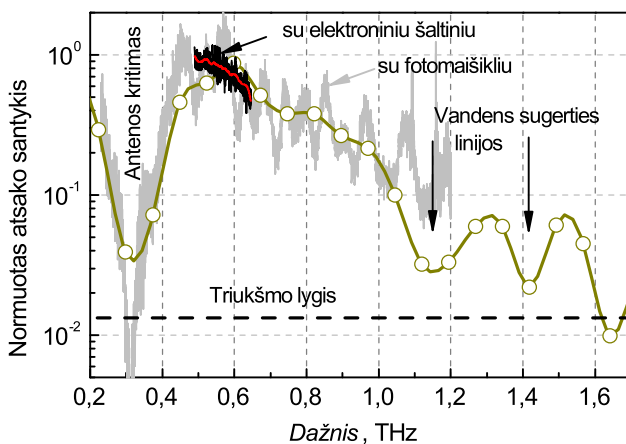
5.6 b pav. pateiktas išmatuotos autokoreliacinės kreivės Fourier transformacijos rezultatas (juoda ištininė linija). TeraFET spektras sudarytas iš komponentių, pakliūnančių į dažnių sritį nuo 100 GHz iki maždaug 1,5 THz. Maksimumas yra ties 580 GHz. Atsako kritimas ties 300 GHz susijęs su metaliniu žiedu, kuris supa peteliškės formos anteną detektoriaus luste (žr. 5.1 pav.) [9].

Punktyrine linija 5.6 b pav. atidėtas atskaitos spektras, užrašytas naudojant autokoreliacijos metodiką, tačiau detektoriumi pasirinktas elektrinis-optinis ZnTe kristalas. Taškuota linija žymi laiko srities metodais gautą spektrą, užrašytą skenuo-



5.6 pav.: a) AlGaIn/GaN TeraFET atsako autokoreliacinė kreivė. Lazerio impulso trukmė yra 20 fs, fotolaidžios antenos priešįtampis 10 V, moduliavimo dažnis 13 kHz, tranzistoriaus užtūros įtampa yra -0,95 V. b) Iš autokoreliacinių kreivių suskaičiuoti tranzistorinio detektoriaus (išsistinė linija) ir atskaitinio elektrinio-optinio kristalo (punktyrinė linija) atsako spektrai. Taškinė linija žymi laiko srities metodu išmatuotą elektrinio-optinio detektoriaus spektrą. [54]

jant ZnTe detektoriaus signalą su zondo spinduliu ir užfiksavus kaupinimo delsos liniją ties maksimalia signalo verte. Kadangi kaupinimo spindulys dalijamas į dvi dalis, gautas signalo-triukšmo santykis yra tikrai dvi eilės. Tuo tarpu tipinėse laiko srities sistemose jis siekia penkias eiles. Kita vertus, tokia matavimo metodika suteikė galimybę palyginti tranzistorinio detektoriaus STS su elektrinio-optinio detektoriaus STS, nekeičiant eksperimento stendo. Remiantis šiuo palyginimu padaryta išvada, kad TeraFET galima pritaikyti kaip elektrinio-optinio detektoriaus alternatyvą tiek heterodininės, tiek ir homodininės detekcijos stenduose. Verta pažymėti, kad nežiūrint naudoto stendo apriboto mažo signalo-triukšmo santykio, generuojama THz spinduliuotė turi pakankamą detektoriaus charakterizavimui reikalingų spektro komponentių kiekį.



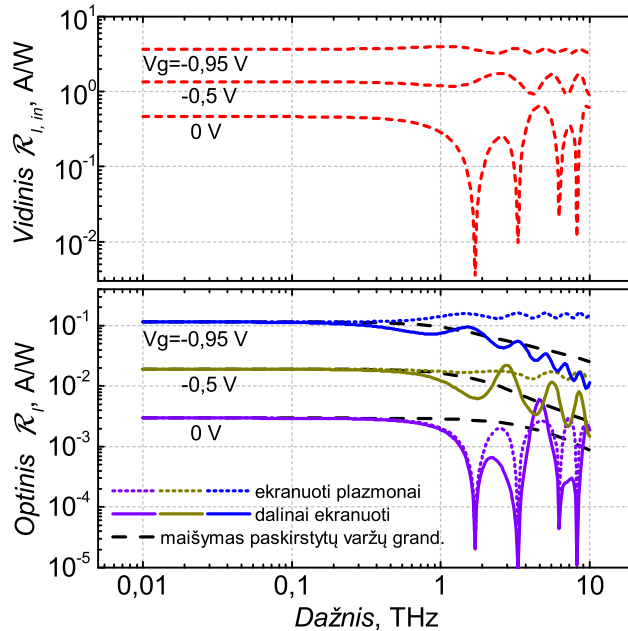
5.7 pav.: Tranzistorinio ir elektrinio-optinio detektorių atsakų santykio spektras (sunormuotas į vieneta, ruda linija). Raudona linija žymi su elektroniniu daugintuvu atlikto eksperimento rezultatus. Pilka kreive atidėti tyrimo fotomaišikliu ir Golėjaus narveliu duomenys (atskaita). Stebėta stipri moduliacija susijusi su narvelio deimantiniame lange susidarančiomis stovinčiomis bangomis. [54]

Nežiūrint du kartus siauresnio TeraFET spektro (lyginant su atskaitinio ZnTe kristalo spektru), centrinės koreliacijos smailės pusplotis yra apie 380 fs. Iš to galima spręsti, kad TeraFET galima detektuoti trumpesnius už pikosekundę impulsus.

5.7 pav. pateiktas tranzistorinio ir elektrinio-optinio detektorių atsakų santykio spektras (sunormuotas, ištisinė ruda linija). Palyginimui, atidėti dar du spektrai, kurie išmatuoti tam pačiam detektoriumi, bet kitose laboratorijose ir su nuolatinės veikos THz šaltiniais. Juoda ir raudona kreivės žymi elektroniniu daugintuvu gautus duomenis nuo 500 GHz iki 700 GHz. Kadangi nuolatinės veikos šaltinio galia siekia  $100 \mu\text{W}$ , matavimai kalibruoti. Pilka linija 5.7 pav. atidėti tyrimo fotomaišikliu rezultatai. Šiuo atveju dažnis keistas nuo 50 GHz iki 1,2 THz, o atskaitai naudotas Golėjaus narvelis su deimantiniu langu. Abiejų matavimų metodika aprašyta 3.6 sk., eksperimentus atliko M. Bauer iš Frankfurto universiteto (Vokietija) [9, 67].

## 5.5 Detektoriaus jautrio modeliavimo rezultatai

Visi 5.7 pav. pavaizduoti spektrai gerai sutampa ir rodo ženklų nuolatinį detektoriaus veikos efektyvumo kritimą pradedant 600 GHz dažniu. Tai reiškia, kad šis reiškinys – įrenginiui būdinga ypatybė, o ne eksperimentinio stendo įtakos padari-



5.8 pav.: Vidinio ir optinio AlGaIn/GaN TeraFET jautrio priklausomybė nuo spinduliuotės dažnio ir užtūros įtampos  $V_g$ . Optinis jautris suskaičiuotas naudojant tris modelius: visiškai ekranuoto plazmoninio maišymo (taškinės linijos), pakoreguoto daliniu ekranavimu plazmoninio maišymo (išsistinės linijos) ir paskirstyto varžinio maišymo (punktyrinės linijos). [54]

nys. Maža to, pagal 2 skyriuje aprašytą metodiką atliktas teorinis modeliavimas parodė, kad jokio kritimo neturėtų būti iki 1,2 THz (žr. 2.3 pav. pateiktas kreivės ties  $-0,95$  V užtūros įtampa). Tik papildžius fizikinį modelį daliniu plazmonų ekranavimo reiškiniu buvo gautas geras teorijos ir praktikos sutapimas.

5.8 pav. pateikti pakoreguoti vidinio ir optinio AlGaIn/GaN tranzistorinio detektoriaus jautrio modeliavimo rezultatai. Lyginimo patogumui taškuota linija atidėti modelio, kuriame nagrinėjami tik visiškai ekranuoti plazmonai, duomenys. Priminsime, kad tranzistoriujie įgyvendintas santakos ryšys tarp kanalo ir antenos. Optinio jautrio skaičiavimui būtinas antenos impedansas  $Z_{ant}$ . Jis įvertintas  $\sim 100 \Omega$  pritaikius Babinet principą idealiai peteliškės formos antenai su  $60^\circ$  laipsnių kampu tarp metalinių lapelių ir pusiau begaliniu,  $\epsilon = 9,7$  dielektriniu pagrindu.

Tranzistoriaus optinis jautris apytiksliai dviem eilėmis prastesnis už vidinį jautrį prie bet kokios užtūros įtampos. Nemaža galios dalis (iki  $\sim 80$  proc. [25]) išsklaidoma užtūros elektrodu nevaldomoje kanalo dalyje. 5.8 pav. taip pat rodo, kad

praktikoje rezonansinis plazmoninis režimas ir jo sukelti žymūs jautrio padidėjimai AlGaN/GaN detektoriuose sunkiai pasiekiami. Aštresnės smailės spektre turėtų išryškėti tik tuomet, kai tranzistoriaus užtūros įtampa toli nuo slenksčio, t.y. kanalas visiškai atidarytas ( $V_g=0$  V). Bet kaip jau ne kartą minėta, šiame režime dirbančio įrenginio jautris ženkliai mažesnis už maksimalų, tad rezonanso iššauktas kilimas nustelbiamas bendru jautrio kritimu.

Ties 500 GHz suskaičiuotas teorinis optinis jautris ir ekvivalentinė triukšmo galia sutampa su eksperimentiniu keliu gautomis vertėmis, atitinkamai, 100 mA/W ir  $30 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Tai rodo, kad modeliui parinkti tinkami parametrai. Tačiau standartinis signalų perdavimo paskirstytų parametrų grandinėje modelis (taškinės linijos 5.8 pav., kanalo impedanso skaičiavimui naudota (2.16) formulė) nenumato jautrio kritimo, stebėto eksperimente. Šį kritimą galima paaiškinti modelį papildžius dalinio ekranavimo pataisa (ištisinės linijos grafike).

Verta pažymėti, kad siūlomos dalinio ekranavimo pataisos pagrįstumą iš dalies patvirtina paskirstyto varžinio maišymo modelio, kuriame neįskaitomas plazmonų indėlis, rezultatai (jie grafike atidėti juoda punktyrine kreive). Kai užtūros įtampa lygi  $-0,95$  V, Thomas-Fermi ekranavimo banginis vektorius ir visiškai ekranuotų plazmonų banginis vektorius susilygina ties maždaug 770 GHz.

Griežtai tariant, išvedant jautrio lygtis, dalinio ekranavimo pataisą reikia taikyti ir plazmoninio maišymo efektyvumo faktoriui  $f$ . Deja, kol kas literatūroje tokia teorija neaprašyta. Dėl to šiame darbe naudotame patobulintame modelyje naudojama standartinė  $f$  išraiška, kuri, santakos ryšio atveju, sutampa su (1.62) lygtimi. Jautrio kritimą teoriniuose skaičiavimuose tiesiogiai apsprendžia impedanso realios dalies kritimas. Be ekranavimo pataisos, impedanso reali dalis svyruoja apie vieną vertę.

Literatūroje galima aptikti teorinius puslaidininkinių įrenginių modelius, tarp kurių ir čia pateiktų rezultatų galima nubrėžti paraleles. Pavyzdžiui, F. Sizov ir kitų [151] darbe pristatytos teorijos išvedime nenaudojamas plazmoninis maišymas, tačiau pateiktos prognozės kokybiškai primena čia pateiktus rezultatus. Panašus neatitikimas tarp plazmoninio maišymo teorijos rezultatų ir eksperimentiškai stebimo jautrio stipraus kritimo AlGaN/GaN didelio elektronų judrio tranzistoriuose aprašytas darbe [152].

Kaip galėjome įsitikinti iš 3 skyriuje pateiktų rezultatų, visiškai ekranuotų plazmonų artinio taikymas pasiteisina Si KMOP 90 nm technologijos atveju. Pagamintuose TeraFET detektoriuose jautris nekinta iki 2,2 THz, kaip ir numato teorinis modelis. Tai reiškia, kad kuriant ateities įrenginius, kurių veikimo principas grįstas plazmoniniais reiškiniais, būtina atsižvelgti į atstumą tarp kanalo ir užtūros elekt-



rodo tranzistoriuje. Ir nesvarbu, su kokia medžiagų sistema dirbama: ar su didelio elektronų judrio III/V įrenginiais, Si KMOP, ar grafenu – vienas iš būdų pasiekti efektyvesnį jautrį aukštuose dažniuose turėtų būti  $d$  mažinimas. Tuo labiau, kad lauko tranzistorių greitaveika irgi tiesiogiai priklauso nuo šio parametro [153].

## 5.6 Skyriaus apibendrinimas

Daugelyje THz taikymo sričių reikalinga trumpų impulsų detekcija. Atlikti autokoreliaciniai tyrimai su plačiajuosčiu AlGaIn/GaN TeraFET ir infraraudonųjų spindulių lazeriu žadinama sparčia fotolaidžia antena parodė, kad su detektoriumi galima sėkmingai detektuoti trumpesnius už pikosekundę THz impulsus. Detektoriaus atsakas tiesiškai proporcingas spinduliuotės galiai plačioje užtūros įtampų srityje, net tuo atveju, kai apšviečiamas kelis šimtus milivatų siekiančia THz spinduliuote. Pasiektas signalo-triukšmo santykis ( $\sim 20$  dB) suteikia pagrindą teigti, kad naudotas eksperimentams AlGaIn/GaN TeraFET gali būti pritaikytas autokoreliaciniais matavimams ir impulsinių THz šaltinių spektriniam charakterizavimui.

Vidinė TeraFET atsako trukmė yra kelių dešimčių femtosekundžių eilės. Tokios trukmės leidžia daryti prielaidą, kad detektoriai turėtų tikti sparčių dinaminių procesų, tokių kaip modų sinchronizavimas THz kvantiniuose pakopiniuose lazeriuose, tyrimui ir užtikrinti iki vienos pikosekundės laiko skyrą.

Eksperimente pastebėtas detektoriaus jautrio kritimas virš 1 THz dažnių srityje. Papildomi tyrimai su nuostoviosios veikos šaltiniais parodė, kad ši ypatybė sąlygota paties įrenginio, o ne tyrimų metodikos. Pirminis teoriniam įvertinimui naudotas analitinis plazmoninio maišymo modelis irgi nenumato ženklaus jautrio kritimo. Tai paskatino pakoreguoti modelį, atsižvelgiant į atstumą tarp užtūros elektrodo ir kanalo. Po šio pakeitimo atlikti nauji skaičiavimų rezultatai sutapo su eksperimentu.

Padaryta svarbi išvada, kad kuriant ateities plačiajuosčius tranzistorinius įrenginius, kurių veikimo principas grįstas plazmoniniais reiškiniais, būtina atsižvelgti į plazmonų ekranavimo reiškinį ir stengtis mažinti atstumą tarp kanalo ir užtūros.

## Skyrius 6

# Netiesiniai lyginimo reiškiniai TeraFET detektoriuose

Šiame skyriuje pristatomas TeraFET detektoriuose mažai tirtas lyginimo netiesiškumo reiškinys. A. Lissausko grupės gauti eksperimentiniai rezultatai suteikė naujų duomenų apie lauko tranzistoriuose vykstantį plazmoninio maišymo procesą ir leido išplėsti detektoriaus atsaką į THz spinduliuotę teoriją. Prie šių darbų nemaža dalimi prisidėjo ir šio darbo autorius. Skyrius parengtas straipsnių [138] ir [154] pagrindu.

### 6.1 Tyrimų aktualumas

Eksperimentiniams optiniams stendams su trumpų impulsų šaltiniais būtinos laikinių charakteristikų stebėjimo priemonės. Dažnai stebėjimui naudojama netiesinės interferometrinės autokoreliacijos metodika [19, 155]. Matomoje ir artimos bei vidutinės infraraudonos šviesos srityje tokiose sistemose paprastai diegiami kvadratinės detekcijos detektoriai ir pasitelkiamas dvifotonės sugerties ar suminio dažnio generacijos reiškinys. THz dažnių srityje impulsų stebėjimas sudėtingesnis. Vienas praktikoje naudojamas detektorių variantas yra kvantiniai dariniai, pavyzdžiui, tarppajuostinius šuolius išnaudojantys įrenginiai. Deja, tokiems detektoriams dėl žemų, artimų šiluminiam perėjimams, tarpų tarp lygmenų, būtinos kriogeninės temperatūros [156, 157]. Naujausi THz signalų lyginimo tranzistoriniuose detektoriuose tyrimai [133, 137, 138] teikia vilties, kad jie taps gera, kambario temperatūroje veikiančia alternatyva.

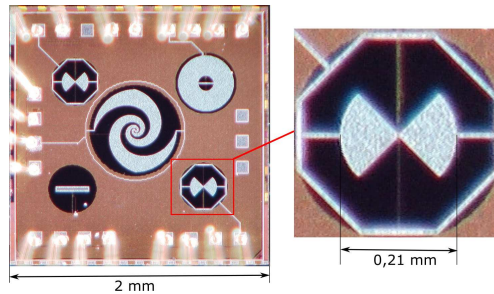
Nuo tada, kai M. Dyakonov'as ir M. Shur'as pasiūlė panaudoti lauko tranzistorius THz spinduliuotės detekcijai [6], atlikta daug teorinių, detekciją pagrindžiančių darbų. Tradicinė teorijos vystymo kryptis išlieka plazmoninės krūvininkų dinamikos kanale aprašymas. Kita, alternatyvi kryptis – lyginimo reiškinio aiškinimas pasitelkiant bangų sklidimo netiesinėje perdavimo linijoje analitinį modelį [4, 29, 47, 58]. Šis modelis patobulintas tiek, kad leido aprašyti ir inversijos režime, ir ties žemesne už slenkstinę užtūros įtampa dirbančio tranzistoriaus atsaką [10]. A. Gutin ir kiti papildė iš pradžių tik mažo intensyvumo signalams adaptuotą perdavimo linijos teoriją plėtinium, kuris leidžia įvertinti atsaką į didelės galios spinduliuotę [145] pasitelkus standartinę grandinių modeliavimo programinę įrangą [158].

Tranzistoriniai detektoriai sėkmingai pritaikyti nanosekundžių ir trumpesnių THz spinduliuotės impulsų detekcijai [159–161]. Didelį postūmį šiems tyrimams suteikė faktas, kad vidinio TeraFET atsako formavimosi trukmė tesiekia kelias dešimtis pikosekundžių [162, p. 721].

Iki šiolei buvo laikomasi teorijos, kuri teigia, kad tranzistoriniai detektoriai veikia kaip tiesiniai galios detektoriai, kai spinduliuotės galia žema. Kuomet krintanti THz galia didelė, detektorių atsake turėtų būti stebimas soties reiškinys. Šios prielaidos patvirtintos skirtingoms medžiagų sistemoms [135] ir skirtingiems tranzistoriaus darbo režimams (užtūros priešįtampiams) [145, 146]. TeraFET detektoriuje pasireiškiantis soties reiškinys net panaudotas THz impulsų trukmės stebėjimui, pasitelkus autokoreliacinius matavimo metodus [133].

Visai neseniai (2016 m.) N. Dyakonova ir kiti pastebėjo, kad ties žemiau slenkstinės užtūros įtampa dirbantys AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> tranzistoriai, apšviesti subnanosekundiniais THz impulsais, elgiasi ne taip, kaip numato teorija: atsako priklausomybės nuo spinduliuotės galios kreivėje prieš sotį stebėta siaura statesnio už tiesinį polinkio sritis (toliau – supertiesinis režimas) [137]. Kaip galimą priežastį autoriai nurodė su AlGa<sub>N</sub> priemaišiniiais lygmenimis susijusį laikiną, žadinimo impulsu metu pasireiškiantį, laidžio vertės kitimą [163].

Tolimesniuose skyreliuose pateikti išsamesnių tranzistoriniuose detektoriuose pasireiškiančio supertiesinio reiškinio tyrimų rezultatai ir pasiūlyta kita fenomeno priežastis. Vilniaus (Lietuva) ir Paryžiaus (Prancūzija) laboratorijose, stenduose su femtosekundžių trukmės impulsiniais šaltiniais ištirti dviejų medžiagų detektoriai: AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ir Si KMOP. Vilniuje taip pat atliktas papildomas eksperimentas, kurio tikslas – pademonstruoti lyginimo supertiesiškumo pritaikymo galimybes netiesinėje interferometrinėje autokoreliacijoje. Šių tyrimų rezultatai pateikti priešpaskutiniame 6.7 skyrelyje.



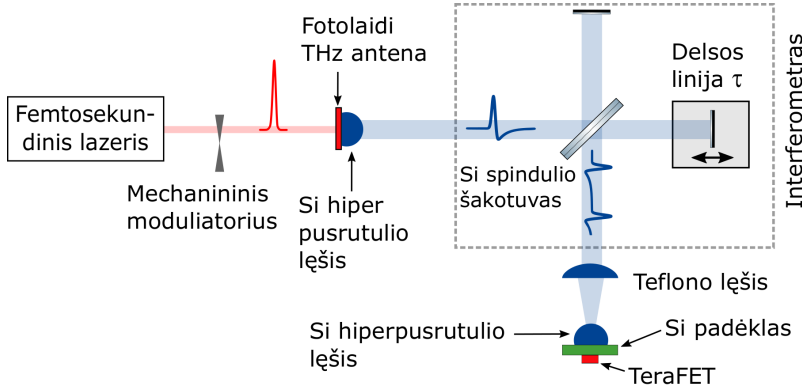
6.1 pav.: Autokoreliaciniams matavimams naudoto Si KMOP lusto ir tranzistorinio detektoriaus su peteliškės formos antena nuotraukos. Kraštuose matomi laideliai, skirti detektorių valdymui ir signalo nuskaitymui. [164]

## 6.2 Tyrimams naudoti detektoriai

Lyginimo netiesiškumų tranzistoriniuose detektoriuose tyrimams naudoti dviejų medžiagų sistemose užauginti įrenginiai: AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ir Si KMOP. Abiem atvejais tame pačiame luste užauginta ir paviršinė peteliškės formos plačiajuostė antena. AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> TeraFET aprašytas ankstesniame 5.1 skyriuje. Toliau pateikiami svarbiausi duomenys apie plačiajuostį Si KMOP 90 nm įrenginį.

Vilniuje atliktiems tyrimams naudota ankstesnė, 3 skyriuje aprašyto Si KMOP detektoriaus su peteliškės formos antena, versija. Įrenginio dizainas sukurtas Vilniaus Universiteto Terahercinės elektronikos laboratorijoje ir realizuotas „Taiwan Semiconductor Manufacturing Company“ (TSMC) gamykloje, naudojant 90 nm KMOP technologiją. Skirtingai nuo naujausios versijos, senesniame detektoriuje panaudotas dviejų tranzistorių dizaino variantas [4, 10, 10, 85]. Antenos struktūra irgi skiriasi, nes lapai išdėstyti tik viršutiniame metalo sluoksnyje. 6.1 pav. pateikta eksperimentams paruošto Si lusto su skirtingas antenas turinčiais detektoriais nuotrauka ir išdidintas tyrimams naudoto detektoriaus su peteliškės formos antena vaizdas. Dėl vienasluoksnės antenos struktūros, aplink anteną išvedžioti papildomi metaliniai elementai, skirti asimetrinių kraštinių sąlygų sukūrimui, tranzistoriaus užtūros įtampos padavimui bei išlyginto signalo nuskaitymui. THz spinduliai nukreipiami į anteną iš padėklo pusės. Antenos tiesinės poliarizacijos ašis sutampa su detektoriaus horizontalios simetrijos ašimi.

Abu lygiagrečiai sujungti detektoriaus MOP tranzistoriai identiški, turi 100 nm ilgio ir 500 nm pločio  $n$  kanalą ir pasižymi itin žema slenkstine įtampa  $V_{th}$ . Įrenginio veikos efektyvumas nedaug prastesnis, lyginant su naujesne detektoriaus versija. Charakterizavimo stendu su elektroniniu THz šaltiniu rezultatai parodė, kad



6.2 pav.: Netiesinės interferometrinės autokoreliacijos su Si KMOP TeraFET eksperimentinis stendas. Ti:safyro osciliatorius generuoja 30 fs infraraudonosios šviesos impulsus. Fotolaidžios antenos skleidžiamos THz spinduliuotės galia valdoma nuostoviosios veikos šaltiniu (schemoje neparodytas). THz detektoriaus signalas matuojamas sinchroniniu stiprintuvu. Adaptuota pagal [164]

detektoriaus optinis jautris yra  $\sim 100 \text{ V/W}$  (įskaičius visą krentančią galią), o ekvivalentinė triukšmo galia lygi  $67 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  ties 0,6 THz. Palyginimui, naujausia įrenginio versija pademonstravo 220 V/W jautrį ir  $45 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  NEP ties tuo pačiu dažniu (žr. 3 skyrių).

## 6.3 Tyrimo metodika

Šiame skyriuje aprašyti autokoreliaciniai tyrimai atlikti dviem eksperimentiniais stendais. AlGaN/GaN tranzistoriniai detektoriai tirti Paryžiuje, Pierre Aigrain laboratorijoje, su tuo pačiu stendu, kuris naudotas tiesinės autokoreliacijos tyrimams (žr. 5.2 sk.).

Lyginimo netiesiškumų Si KMOP 90 nm tranzistoriniuose detektoriuose tyrimai atlikti Vilniuje, FTMC Ultrasparčiosios optoelektronikos laboratorijoje. Pagrindiniai eksperimentinio stendo elementai buvo femtosekundinis Ti:safyro lazeris su fotolaidžia antena, Michelson'o interferometras ir Si KMOP TeraFET. Stendo schema pateikta 6.2 pav. Nors vidutinė šaltinio skleidžiamos THz spinduliuotės galia siekė tik keliolika  $\mu\text{W}$ , tačiau maksimali momentinė galia (angl. *peak power*) viršijo 1 W.

Infraraudonųjų spindulių lazeris generavo  $\lambda=800 \text{ nm}$  ir 30 fs ilgio impulsus, kurių pasikartojimo dažnis buvo 75 MHz. Ultratrumpi optiniai impulsai nukreipiami į „Teravil“ gamybos fotolaidžių THz spinduliuotę, kurio pagrindą sudarė žemoje tem-

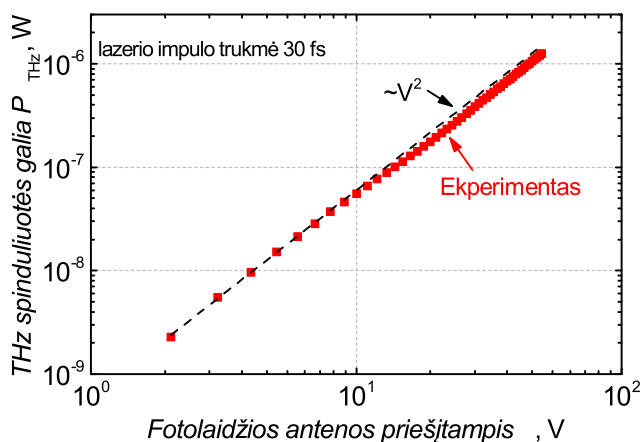
peratūroje molekulinės epitaksijos būdu užaugintas GaAs puslaidininkinis sluoksnis [165]. Puslaidininkio krūvininkų relaksacijos trukmė siekė kelias pikosekundes, o elektronų judris –  $2000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ . Ant epitaksinio sluoksnio viršaus užauginti AuGeNi kontaktų strypeliai, kuriuos skiria  $50\text{-}\mu\text{m}$  tarpas. Prie šių kontaktų prijungta nuostovioji 0-50 V įtampa. Kadangi detektoriaus signalo matavimams naudotas sinchroninis stiprintuvas, spinduliuotę buvo būtina moduluoti. Tai daroma karpant lazerio spindulį su mechaniniu moduliatoriumi („malūnėliu“, angl. *chopper*). Autokoreliacinių eksperimentų su Si KMOP detektoriumi atveju moduliavimo dažnis 888 Hz, o atskaitos galios matavimų Golėjaus narveliu atveju – 20 Hz. Femtosekundinio lazerio impulsai sufokusuoti į jautrų šviesai THz spindulio tarpą su Si lęšiu. Kitoje pusėje skleidžiamos THz spinduliuotės kolimavimui panaudotas Si hiperpusrutulio formos lęšis.

Laisva erdve sklindantys THz spinduliai patenka į standartinį Michelson'o interferometrą su Si spindulių šakotuvu ir už jo nukreipiami į TeraFET detektorių arba Golėjaus narvelį. Spindulių sutelkimui naudoti du lęšiai: tefloninis (PTFE) ir Si hiperpusrutulio formos. Kaip ir daugelyje kitų šiame darbe aprašytų eksperimentų, tranzistorinio detektoriaus antena apšviečiama iš Si padėklo pusės.

Autokoreliaciniai tyrimai pradėti nuo emiterio skleidžiamos THz spinduliuotės galios matavimų su komerciniu Golėjaus narveliu („Tydex“ gamybos). Tariant, kad įrenginio atsakas tiesiškai proporcingas spinduliuotės galiai matuojamų dažnių ruože, surinkti duomenys (6.3 pav.) leido surasti fotolaidžios antenos priešįtampiu  $V_{\text{ph}}$  intervalą, kuriame THz šaltinio galia paklūsta dėsniai  $P_{\text{THz}} \propto V_{\text{ph}}^2$ . Matavimų rezultatai pateikti 6.3 pav. Ties maksimaliu 50 V antenos priešįtampiu, vidutinė THz spinduliuotės galia buvo  $1,25 \mu\text{W}$ . Mažinant įtampą galia krito proporcingai įtampos kvadratui, kaip ir tikėtasi iš GaAs spindulio. Nežymus,  $\sim 20$  proc. neatitikimas tarp teorijos ir eksperimento, matomas 6.3 pav. priešįtampių intervale nuo 10 iki 50 V gali būti susijęs su stendo optinio suderinimo (ypač emiterio-interferometro grandyje) netikslumais.

## 6.4 Lyginimo netiesiškumai AlGaIn/GaN TeraFET

Lyginimo netiesiškumas AlGaIn/GaN detektoriuje tirtas taikant 5.3 sk. aprašytą metodiką. Kuomet užtūros įtampa buvo žemiau slenkstinės įtampos (-0,98 V), detektoriaus atsako priklausomybė nuo galios tapo supertiesinė. 6.4 pav. palygintose dvi  $V_{\text{det}} = f(P_{\text{THz}})$  priklausomybės prie dviejų užtūros įtampų. Ties -0,7 V, aukščiau slenkščio, kreivė tiesinė, tačiau ties -1,2 V priklausomybė tampa beveik kvadratine. Keičiant užtūros įtampą galima gauti skirtingus priklausomybės laipsnius. Atsako supertiesiškumas anksčiau pastebėtas AlGaIn/GaN DEJT įrenginiuo-



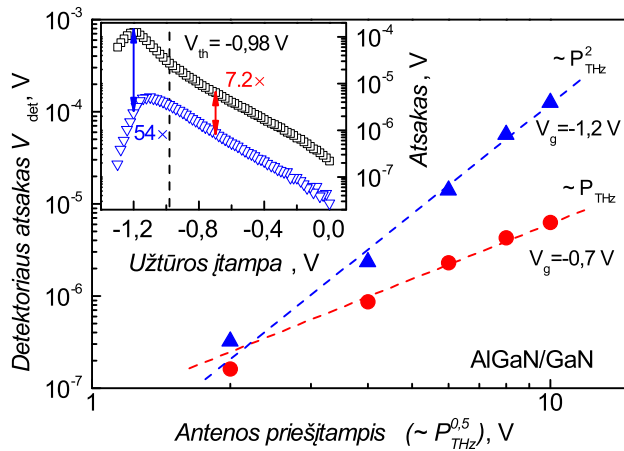
6.3 pav.: Vidutinės THz impulsų galios priklausomybė nuo fotolaidaus THz spindulio prieštampio. Eksperimentiniai duomenys gauti su Golėjaus narveliu. Punktyrinė linija vaizduoja teorinę kvadratinės priklausomybės  $P_{THz} \sim V^2$  kreivę. [164]

se N. Dyakonovos ir kitų [137], tačiau šie autoriai pateikė kitą reiškinio fizikinę priežastį.

Paryžiuje gauti duomenys patvirtino, kad impulsinės THz spinduliuotės stendas su AlGaIn/GaN TeraFET ir fotolaidžios antenos tandemu yra geras lyginimo tiesiškumų ir netiesiškumų detektoriuje tyrimo įrankis. Detektoriaus atsakas santykinai didelis (dinaminis intervalas viršija 20 dB) net ir apšvietus jį ultratrumpais THz impulsais, o tiesiškumas išlieka plačiame, daugelį dekadų apimančiame ir siekiančiame net kelis šimtus milivatų maksimalios momentinės galios intervale. Tolimesni netiesiškumų tyrimai pratęsti Vilniuje.

## 6.5 Lyginimo netiesiškumai Si KMOP detektoriuje

Analogiški ankstesniame skyrelyje aprašytiems matavimai pakartoti Vilniuje, tik su Si KMOP TeraFET detektoriumi. Gauta detektoriaus atsako priklausomybė nuo THz spinduliuotės galios pateikta 6.5 pav. Duomenys gerai dera su teorinėmis prielaidomis. Kai užtūros įtampa didesnė už slenkstinę įtampą (Si KMOP atveju  $V_{th} = 445 \text{ mV}$ ), lyginimas tiesinis, o atsakas tiesiškai proporcingas apšvitos galiai. Tačiau, kai  $V_g < 350 \text{ mV}$ , stebėtas supertiesinės atsako amplitudžių priklausomybės nuo galios.



6.4 pav.: a) AlGaIn/GaN detektoriaus atsako priklausomybė nuo užtūros įtampos ir impulsinės THz spinduliuotės galios. Galia keista, keičiant priešįtampį tarp GaAs antenos elektrodų. Lazerio impulso trukmė 20 fs, antenos moduliavimo dažnis 13 kHz. Detektoriaus triukšmo lygis išmatuotas užblokavus THz spindulį. b) Vertikalūs pirmojo grafiko pjūviai ties  $-0,5$  V,  $-0,7$  V ir  $-0,9$  V užtūros įtampa rodo lyginimo tiesiškumą detektoriuje. Palyginimui punktyrinėmis linijomis nubrėžtos  $V_{\text{det}} \propto P_{\text{THz}}$  ir  $V_{\text{det}} \propto P_{\text{THz}}^2$  kreivės. [138]

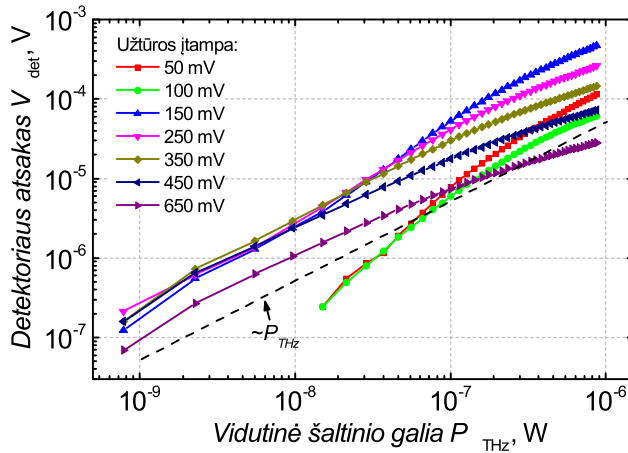
Ties 150 mV užtūros įtampa atsakas proporcingas trečiam amplitudės laipsniui (arba  $\sim P^{1,5}$ ). Palaipsniui mažinant įtampą ir vis labiau užsidarant tranzistoriui, atsako-galios kreivės polinkis didėja, o tai reiškia, kad atsako amplitudė vis stipriau priklauso nuo galios. Ties 50 mV stebėta beveik kvadratinė priklausomybė ( $\sim P^{1,9}$ ).

## 6.6 Teorinės lyginimo netiesiškumo prielaidos

Lyginimo supertiesiškumas stebėtas detektoriuose tiek su AlGaIn/GaN DEJT, tiek ir su Si KMOP LT. Tai leidžia manyti, kad reiškinys universalus ir negali būti priskirtas vienai konkrečiai, tranzistoriaus gamybai naudojamai, puslaidininkinių sistemai. Abiejų tipų lauko tranzistoriams supertiesinis lyginimas pasireiškia ties užtūros įtampos vertėmis, kai detektoriaus jautris nemaksimalus. Reiškinį galima paaiškinti pasitelkus žinomus fizikinius modelius, rodančius, kad tiek atsako supertiesiškumas, tiek ir sotis iš esmės yra krūvininkų tankio tranzistoriaus kanale priklausomybės nuo užtūros įtampos išdava.

Kaip pavyzdį paimkime lauko tranzistoriaus sutelktinių elementų modelį. THz





6.5 pav.: Plačiąjuosčiu THz impulsu apšviesto Si KMOP TeraFET lyginimo įtampos priklausomybė nuo spinduliuotės galios prie skirtingų užtūros įtampų. Slenkstinė lauko tranzistoriaus įtampa lygi 480 mV. Palyginimui punktyrine linija nubrėžtas tiesinis dėsnis  $V_{\text{det}} \sim P_{\text{THz}}$ . [164]

spinduliuotę reprezentuojančią osciliuojančią įtampą  $V_d$  prijunkime prie santakos, o ištaką įžeminkime. Tegul užtūros priešįtampis  $V_g$  yra žemiau slenkstinės įtampos  $V_{\text{th}}$ . Išlyginta srovė lygi santakos įtampos ir moduluoto kanalo laidžio  $G_{\text{ch}}$  sandaugai  $I_d = G_{\text{ch}} \cdot V_d$ . Kanalo laidis proporcingas lauko tranzistoriaus inversinio sluoksnio elektronų koncentracijai  $n$  ( $G_{\text{ch}} = 1/R_{\text{ch}} = q\mu W/L_g n$ ), o šis, kai užtūros įtampa arti slenkstinės vertės, gali būti aprašytas vieningu krūvio kontrolės modeliu [70], (2.18) lygtyje įskaičius kintančią signalo įtampos amplitudę:

$$n = \frac{C_{\text{ox}}\eta V_T}{q} \ln\left(1 + \frac{1}{2}e^{(V_g - V_{\text{th}} - V_d)/\eta V_T}\right). \quad (6.1)$$

Tokiu būdu:

$$I_d \propto \ln\left(1 + \frac{1}{2}e^{(V_g - V_{\text{th}} - V_d)/\eta V_T}\right). \quad (6.2)$$

Paskutinė lygtis leidžia kokybiškai paaiškinti netiesinę lyginimo reiškinių prigimtį, kuomet osciliuojančio signalo amplitudė  $V_d$  tampa didesnė už sandaugą  $\eta V_T$ . Tiesa, sutelktinių elementų modelis (3 sk.) tinka tik atvejui, kai žadinančio signalo dažnis mažesnis už srovės stiprinimo ribinį dažnį  $f_T$ . Kai dažniai aukštesni, tuomet analizei būtina pasirinkti sudėtingesnį modelį. Dėl to čia pateiktų duomenų modeliavimui panaudoti du modeliai: standartinis nekvazistatinis lauko tranzistoriaus modelis [166] ir 1.7 skyriuje aprašytas signalų perdavimo paskirstytų RLC parametrų grandinėje modelis. Modeliavimo aplinka pasirinktas „Keysight Advanced Design System” programinis paketas. Uždavinys supaprastintas tariant, kad krūvi-

ninkų judris  $\mu$  ir neidealumo faktorius  $\eta$  yra nekintantys parametrai. Nors griežtai tariant, judris gali priklausyti nuo spinduliuotės stiprio, o  $\eta$  – nuo užtūros įtampos [70]. Skaičiavimams pasirinkta  $\eta = 2$  vertė (tipinė Si lauko tranzistoriams). Impulsinio žadinimo modeliavimui imti nuo vieno iki kelių 1 THz dažnio virpesių. Atsako dinamikos tyrimui naudotas gaubtinių sprendimo įrankis (angl. *envelope solver*) su 40 ps laiko langu, kuris kelis kartus viršija matuotų THz impulsų trukmę.

Abu modeliai duoda panašų rezultatą. Srovės jautrio (atsako srovė padalinta iš THz lauko amplitudės kvadrato) modeliavimo rezultatai, naudojant signalų perdavimo paskirstytą RLC parametru grandinėje modelį, pateikti 6.6 pav. Kai žadinimo amplitudė yra žema (mažiau 0,1 V), srovės jautris nepriklauso nuo THz galios. To ir buvo galima tikėtis iš tiesinio galios detektoriaus. Kai priešįtampis didesnis už slenkstinę įtampą, o lauko amplitudė didelė ( $> 0,5$  V), tiesinis režimas pereina į soties režimą [133,135,137]. Tačiau kai tranzistorius dirba ties žemesne už slenkstinę užtūros įtampa ir kanalą žadinančios įtampos amplitudė viršija šiluminės įtampos ir neidealumo faktoriaus sandaugą  $\eta V_T$ , kuri nagrinėjamu atveju lygi 100 mV, lyginimo procesas tampa netiesinis. Be to, vis labiau uždarančiam tranzistoriaus kanalą, supertiesiškumas išryškėja vis stipriau (kreivės polinkis didėja).

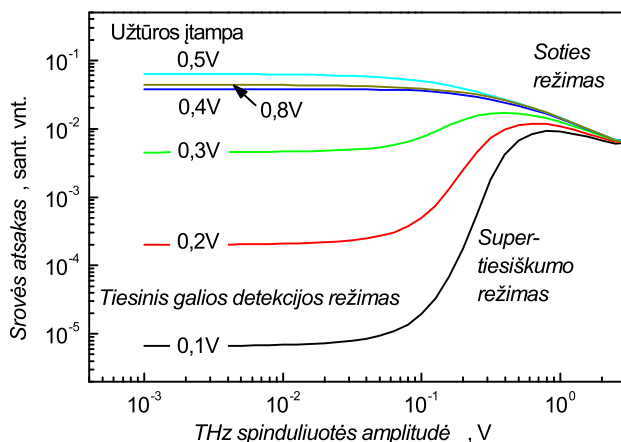
Verta pažymėti, kad teorinis modelis rodo, kad THz spinduliuotės amplitudės intervalas, kuriame pasireiškia supertiesiškumo fenomenas, nelabai platus ir siekia apytiksliai tik vieną arba dvi eiles. Jį gana greitai keičia soties režimas. Lauko tranzistoriai nevieninteliai puslaidininkių įrenginiai, kuriems būdingas supertiesiškumas atsakas į didelio intensyvumo THz spinduliuotę. Literatūroje sutinkami, tiesa, kol kas reti ir teoriniame lygmenyje, pranešimai apie analogišką reiškinį detektoriuose su Schottky diodais [167].

TeraFET lyginimo netiesiškumai panaudoti interferometriniams autokoreliaciniams matavimas, aprašytiems tolimesniame skyrelyje.

## 6.7 Netiesinės autokoreliacijos matavimai

Netiesinės autokoreliacijos matavimai atlikti Vilniuje, Si KMOP TeraFET detektoriumi ir 6.3 skyrelyje aprašytu stendu.

Autokoreliacinės kreivės matavimas grįstas impulsinių šaltinių skleidžiamų spindulių padalinimu į dvi dalis, vienos iš dalių vėlinimu ir paskesniu abiejų šakų suvedimu į detektorių. Interferometrinėje autokoreliacijoje šaltinio skleidžiama spinduliuotė patenka į Michelson'o interferometrą, kuris atlieka dalinimo, vėlinimo ir suvedimo funkcijas, o detektoriumi fiksuojama atsako priklausomybė nuo vieno iš spindulio



6.6 pav.: Suskaičiuota srovės jautrio priklausomybė nuo impulsinės spinduliuotės amplitudės. Sumodeliuota „Keysight ADS“ programa, tranzistoriaus modelis – signalų perdavimo paskirstytų RLC parametrų grandine modelis. Kai THz žadinimo amplitudė neviršija kelių dešimčių mV, srovės atsakas tiesiai proporcingas THz galiai. Ties didesnėmis amplitudėmis lyginimas tampa supertiesiniu, o vėliau pereina į soties režimą. Slenkstinė tranzistoriaus įtampa  $V_{th} = 0,38$  V. [138]

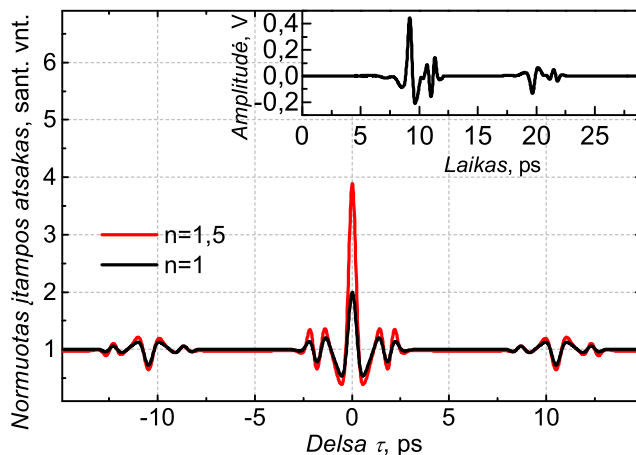
šakų vėlinimo trukmės, kuri dar vadinama interferograma. Kuomet TeraFET detektorius veikia tiesinio lyginimo režime, t.y. jo įtampos jautris  $\Re_V$  nepriklauso nuo spinduliuotės galios ir atsakas beveik momentinis, išlygintos įtampos signalas gali būti išreikštas tokia lygtimi [168, 169]:

$$V_{det}(\tau) \propto \Re_V \int dt (E(t) + E(t + \tau))^2, \quad (6.3)$$

čia  $E(t)$  ir  $E(t + \tau)$  – signalo elektrinė dedamoji ir jos užvėlinta kopija,  $\tau$  – vėlinimo trukmė. Po integralu esančią išraišką galime išskleisti [133]:

$$V_{det}(\tau) \propto \Re_V \int dt [E(t)^2 + E(t + \tau)^2] + \Re_V \int dt [E(t)E(t + \tau) + E(t)E(t + \tau)]. \quad (6.4)$$

Pirmasis integralas yra vidutinė galia, interferogramoje stebima kaip nuostovus, nepriklausantis nuo vėlinimo trukmės fonas. Antrasis narys – tai autokoreliacinis signalas, duodantis aštrias smailes. Santykis tarp abiejų dalių, t.y. santykis tarp maksimalaus autokoreliacinio signalo ir fono, vadinamas moduliavimo gyliu (angl. *modulation depth*). Tiesinės autokoreliacijos atveju, šis matmuo lygus 2:1. Integravimo funkciją autokoreliacinių matavimų stenduose įprastai atlieka sinchroninis stiprintuvas, pasirinkus daug didesnę už impulso trukmę laiko konstantą.



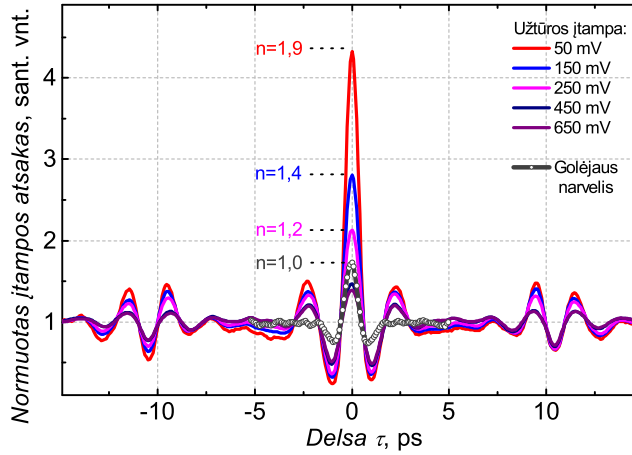
6.7 pav.: Suskaičiuotas autokoreliacinis signalas, naudojant (6.5) lygtį. Sunormuota į foninį signalo lygį. Kai  $n = 1$ , turime tiesinę autokoreliaciją. Kai  $n = 1,5$ , gauname netiesinės autokoreliacijos kreivę, kurios moduliavimo gylis didesnis už 2:1. Įterptame grafike pavaizduota skaičiavimams naudoto THz impulso struktūra. [164]

Tiesiniu detektoriumi išmatuota autokoreliacinė kreivė leidžia sužinoti THz impulso formą ir nustatyti šaltinio dažnį. Tačiau tokioje autokoreliacijoje prarandama informacija apie fazę. Kadangi fiksuojama tik galia, iš matavimo rezultatų neįmanoma nustatyti detektoriaus vidinio atsako greičio arba THz impulso trukmės. Tam būtinas netiesinis detekcijos režimas. Kaip jau išitikinome, TeraFET gali dirbti tokiu režimu, kuomet jo užtūros įtampa žemiau slenksčio. Su TeraFET užrašytas netiesinės interferometrinės autokoreliacijos signalas gali būti išreikštas šia formule:

$$V_{\text{det}}(\tau) \propto \Re_V \int dt \left( (E(t) + E(t + \tau))^2 \right)^n, \quad (6.5)$$

čia laipsnio rodiklis  $n > 1$ . Kuo tranzistoriaus užtūros įtampa yra žemiau slenkstinės, tuo skaičius  $n$  didesnis ir gali siekti 2 arba netgi daugiau. Atitinkamai, autokoreliacijos moduliavimo gylis turi būti didesnis už 2:1. 6.7 pav. pateikti keli su programa MATLAB sumodeliuoti netiesinės autokoreliacijos interferogramos pavyzdžiai. Skaičiavimuose naudota THz impulso forma, paimta iš ankstesnių THz šaltinio atskaitos matavimų, kuriuose naudotos laiko srities metodikos. Etalono efektas, stebėtas autokoreliaciniuose matavimuose (žr. toliau), irgi įtrauktas į modelį.

6.8 pav. pateikta eksperimentiniu keliu išmatuotų THz autokoreliacinių interferogramų priklausomybė nuo TeraFET detektoriaus užtūros įtampos. Standartiniame



6.8 pav.: Si KMOP TeraFET (ištiesos linijos) ir Goléjaus narvelio (linija su simboliais) atsako autokoreliacinės kreivės. Sunormuota į foninį signalo lygį. TeraFET darbo uždaryto kanalo režime sąlyga –  $V_g < 450$  mV. Skaičius  $n$  rodo atsako priklausomybės nuo spinduliuotės galios laipsnį. Lazerio impulso trukmė yra 30 fs, THz šaltinio galia –  $0,87 \mu\text{W}$ . [164]

tiesiniame režime, kuomet priešįtampiai didesni už  $V_{th} = 445$  mV, sunormuotos į foninį lygį kreivės persikloja. Santykis tarp maksimalaus signalo lygio ir fono yra 1,5:1, nors teoriškai jis turėtų būti 2:1. Ši neatitikimą galima paaiškinti neidealiu interferometro suderinimu. Moduliavimo gyliui taip pat galėjo turėti neigiamos įtakos spindulio šakotuvo funkcija.

Interferogramų atskaitai atlikti matavimai su Goléjaus narveliu (6.8 pav., linija su simboliais). Ši detektorių galima laikyti beveik idealiu ir tikėtis 2:1 autokoreliacijos signalo moduliavimo gylio. Deja, eksperimentiniai rezultatai davė žemesnį Goléjaus narvelio atsako moduliavimo gylį  $\sim 1,7:1$ . Neatitikimą galima būtų susieti su nepakankamai idealiu stendo, tikėtiniausia, interferometro, suderinimu. Atskaitos ir tiesiniame lyginimo režime dirbančio TeraFET signalų palyginimas aiškiai rodo, kad TeraFET – neidealiai tiesinis detektorius ir pasižymi nuo dažnio priklausančia atsako funkcija. Neidealumas turėtų būti įtrauktas į interferogramų analizę ir teorinius skaičiavimus ((6.5) lygtį), tačiau tokia teorija dar nesukurta.

Kai tranzistorinio detektoriaus uztūros įtampa žemiau slenkstinės, išmatuotos intensyvumo autokoreliacinės kreivės dėl netiesinių reiškinių pasižymi didesniu už 2:1 moduliavimo gyliu. Kuo tranzistoriaus kanalas stipriau pridarytas, tuo moduliavimo gylis didesnis. Maksimalus 4,5:1 gylis pasiektas ties 50 mV uztūros įtampa. 6.8 pav. pateiktas skaičius  $n$  rodo atsako priklausomybės nuo spinduliuotės ga-

lios laipsnį. Šios vertės gautos pritaikius atitaikymo procedūrą grafike atidėtoms kreivėms intervale nuo 10 nW iki 100 nW (sritis, kurioje labiausiai pasireiškia supertiesiškumo reiškinys).

Autokoreliacinės kreivės yra simetrinės, kadangi jos yra impulsinio signalo ir jo kopijos sąsukos rezultatas. Tačiau matavimų rezultatuose aiškiai matyti papildomos smailės, kurių maksimumai nutolę nuo pagrindinio maksimumo 12,5 ps, ir nesietinos su GaAs antenos spektru. Iš teisy, jos iššauktos THz spindulio atspindžių interferometre, tiksliau, Si spindulio šakotuve. Literatūroje šis reiškinys vadinamas etalono efektu. Laiko srities spektroskopijoje jis paprastai laikomas parazitiniu, nes į gaunamus spektrus įneša nepageidautinus svyravimus ir apsunkina rezultatų interpretaciją [170, 171]. Vienas iš atspindžio pašalinimo būdų yra padengti Si spindulių šakotuvą plona neatspindinčia THz signalų chromo plėvele [170].

Atlikta tiesinės autokoreliacijos interferogramų Fourier analizė parodė, kad pademonstruotas Si KMOP TeraFET detektoriaus dinaminis intervalas dėl naudoto stendo trūkumų yra per siauras spektroskopiniams taikymams. Tačiau stebėti aukštesnės eilės netiesiniai reiškiniai leidžia daryti prielaidą, kad tiek detektorius, tiek eksperimentams naudota metodika gali būti naudingi laikinių THz impulsų charakteristikų stebėjimo įrankiu. TeraFET netiesiškumai gali padėti įvertinti detektoriaus vidinio atsako greitį.

## 6.8 Skyriaus apibendrinimas

Atlikti tyrimai parodė, kad atsako netiesinė, aukštesnio už vieną, antrą ir t.t. laipsnio, priklausomybė nuo THz spinduliuotės galios yra universalus, nuo detektoriams panaudotos puslaidininkių sistemos nepriklausomas reiškinys. Supertiesiškumas stebėtas ne vieną kartą tiek AlGaIn/GaN, tiek ir Si KMOP tranzistoriuose. Būtinios pasireiškimui sąlygos: įrenginio užtūros įtampa turi dirbti žemiau slenkstinės įtampos  $V_{th}$ , o THz spinduliuotės galia turi būti mažesnė už vertes, ties kuriomis prasideda soties režimas. Verta pažymėti, kad galios intervalas, kuriame stebimas supertiesiškumas, yra pakankamai siauras ir siekia apie vieną eilę. Detektoriaus lyginimo supertiesiškumas gali būti panaudotas laikinėms THz impulsų charakteristikoms nustatyti ir stebėti.

Si KMOP tranzistorinis detektorius sėkmingai panaudotas netiesiniams interferometriniais autokoreliaciniais matavimams. Kuo tranzistoriaus kanalas mažiau atvertas, tuo stebimas didesnis autokoreliacinio signalo moduliavimo gylis. Maksimalus 4,5:1 gylis pasiektas ties 50 mV užtūros įtampa. Tai atitinka atsako, aukštesnio už antrą laipsnį, priklausomybę nuo galios. Gauti rezultatai leidžia daryti

prielaidą, kad tiek pats detektorius, tiek ir eksperimentams naudota metodika gali būti naudingi laikinių THz impulsų charakteristikų stebėjimo įrankiu. TeraFET netiesiškumai gali padėti įvertinti detektoriaus vidinio atsako greitį.

# Išvados

Per keturis doktorantūros studijų metus sukurti, pagaminti ir ištirti kelių rūšių plačiajuosčiai Si KMOP tranzistoriniai detektoriai, veikiantys aukštesniuose nei 0,1 THz dažniuose. Taip pat pasiūlytas analitinis fizikinis lyginimo tranzistoriaus kanale modelis, leidžiantis tiksliau už gamyklinį modelį įvertinti įrenginių veikos parametrus ir, tokiu būdu, leisiantis ateityje kurti efektyvesnius TeraFET. Galiausiai, kartu su kolegomis iš Vokietijos, Prancūzijos ir Lietuvos ištirtos Si KMOP ir AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> tranzistorinių detektorių taikymų impulsinių ir nuolatinės veikos šaltinių stebėjimui ir kontrolei galimybės.

Darbo metu buvo padarytos šios išvados:

1. TeraFET atsaką aukštesniuose nei 1 THz dažniuose galima sumodeliuoti naudojant fizikinį analitinį plazmoninio maišymo modelį, papildytą galios pradimu parazitiniuose elementuose, tranzistoriaus kanalo ir antenos banginių varžų nesuderinamumu ir dalinio plazmonų ekranavimo įtaka kanalo impedansui. Šie papildymai duoda su eksperimentu sutampančią veikos parametrų prognozę (vidutinė 18 proc. paklaida), taip pat paaiškina, kodėl tranzistoriniuose detektoriuose nestebimas ženklus jautrio padidėjimas rezonansinio plazmoninio maišymo režime.
2. Dėl greito atsako, nedidelių matmenų, gebėjimo dirbti kambario temperatūroje, TeraFET galima efektyviai panaudoti kaip tradicinių komercinių THz detektorių (Golėjaus narvelis, skystu heliu aušinamas bolometras) alternatyvą THz šaltinių galios ir sub-mikrosekundžių eilės pereinamųjų procesų stebėjimui.
3. Kuriant plačiajuosčius plazmoninius tranzistorinius įrenginius, būtina atsižvelgti į plazmonų ekranavimo reiškinį ir stengtis mažinti atstumą tarp kanalo ir užtūros. Šis dizaino reikalavimas galioja daugumai medžiagų sistemų ir technologijų, įskaitant AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> didelio elektronų judrio tranzistorius, Si KMOP lauko tranzistorius, grafeno ar GaAs lauko tranzistorius.



4. AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ir Si KMOP TeraFET atsakai tiesiškai proporcingi THz spinduliuotės galiai plačioje užtūros įtampų srityje, net kai galia siekia kelis šimtus milivatų. Pademonstruotos veikos charakteristikos leidžia pritaikyti detektorius tiesiniams autokoreliaciniams matavimams ir impulsinių THz šaltinių spektriniam charakterizavimui.
5. Netiesinė, aukštesnio už pirmojo laipsnio atsako priklausomybė nuo THz spinduliuotės galios – reiškinys, būdingas TeraFET įrenginiams. Būtinoms pasireiškimui sąlygos: įrenginio užtūros įtampa turi būti žemesnė už slenkstinę  $V_{th}$ , o THz spinduliuotės galia turi būti mažesnė už vertes, ties kuriomis prasideda soties režimas. Galios pokytis, kuriame stebimas supertiesiškumas, mažesnis nei 10 kartų.
6. TeraFET įrenginių lyginimo supertiesiškumas naudotinas laikinems THz impulsų charakteristikoms nustatyti ir stebėti taikant netiesinius interferometrinės autokoreliacijos matavimo metodus, taip pat – detektoriaus vidinio atsako greičio įvertinimui.

Atlikti darbai, pasiekti rezultatai ir šios disertacijos rengimas davė peno naujoms idėjoms, kurias autorius planuoja įgyvendinti ateityje:

- Sukurtą fizikinį analitinį plazmoninio maišymo modelį dar galima tobulinti, pvz., įtraukti aukštesnio laipsnio Boltzmann'o transporto lygties momentus, susijusius su energijos transportu, elektronų difuzija. Šie papildymai leistų modeliuoti papildomus detektoriuje vykstančius fizikinius reiškinius.
- Sukurti jautrūs, plačiajuosčiai Si KMOP THz detektoriai atveria naujas taikymo galimybes. Autorių ypač domina detektorių praktinis taikymas telekomunikacijų ir vaizdinimo sferose. Siekiant tai realizuoti, būtina didinti detektoriaus integraciją luste.
- Daug erdvės paliko THz detektorių lyginimo netiesiškumo tyrimų rezultatai, tiek eksperimento, tiek teorijos, tiek ir taikymų srityje. Autorius planuoja pagerinti netiesinės interferometrinės autokoreliacijos tyrimų standą (pašalinti atspindžius Si šakotuve) ir tuomet giliau patyrinėti patį reiškinį ir jo taikymo galimybes.
- Įsisavintos gamybos ir teorinio modeliavimo technologijos turėtų praversti kito tipo tranzistorinių įrenginių – kompaktiškų THz šaltinių, kūrimo.

# Priedas A

## Transporto lygčių išvedimas

### A.1 Hidrodinaminio transporto lygtys

Mikroskopinė Boltzmann'o transporto lygtis (1.5) naudojama išvedant įvairius makroskopinius krūvininkų transporto modelius. Tokių modelių hierarchija išsamiai aprašyta [40]. Teoriniam lauko tranzistorių modeliavimui dažnai naudojamos dvi modelių klasės: dreifinis-difuzinis ir hidrodinaminis. Abi klasės įprastai naudoja makroskopinį relaksacijos artinį, kuriame dūžių integralas  $C$  Boltzmann'o lygtyje įskaito tik impulso ir energijos relaksacijos laikus, atitinkamai,  $\tau_p$  ir  $\tau_E$ . Šiame artinyje lygtis (1.5) įgyja paprastesnę pavidalą [24, 41]:

$$\frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} = - - \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0}{\tau(\mathbf{r}, E)}. \quad (\text{A.1})$$

Šiame darbe nagrinėjami puslaidininkiniai lauko tranzistoriai, kuriuos veikia tik elektrinis laukas  $\mathcal{E}$ , dėl to  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -q\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ . Tuomet BTL įgyja tokį pavidalą:

$$\frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} - - \frac{q}{\hbar} \mathcal{E} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} = - - \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0}{\tau(\mathbf{r}, E)}. \quad (\text{A.2})$$

Hidrodinaminis transporto modelis išvedamas iš Boltzmann'o transporto lygties. Suintegruokime lygtį (A.2)  $\mathbf{k}$  erdvėje

$$\int \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} d\mathbf{k} + \int \mathbf{v} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{k} - - \frac{q}{\hbar} \int \mathcal{E} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} d\mathbf{k} = - - \int \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0}{\tau(\mathbf{r}, E)} d\mathbf{k}. \quad (\text{A.3})$$

Pirmasis gautos lygties narys – laikinės išvestinės narys, atsižvelgiant į (1.7), tiesiog dalinė tankio išvestinė pagal laiką

$$\int \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} d\mathbf{k} = \frac{\partial}{\partial t} \int f_{\mathbf{k}} d\mathbf{k} = \frac{\partial n}{\partial t}. \quad (\text{A.4})$$

Antrasis, koordinatės gradiento, narys irgi nesunkiai supaprastinamas, pritaikius lygtį (1.8) ir iškėlus dalinę išvestinę prieš integralą:

$$\int \mathbf{v} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{k} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int \mathbf{v} f_{\mathbf{k}} d\mathbf{k} = \nabla \cdot (n\mathbf{u}). \quad (\text{A.5})$$

Trečiame, jėgos poveikio naryje elektrinį lauką galime iškelti prieš integralą, nes  $\mathcal{E}$  yra tik kintamojo  $\mathbf{r}$  ir laiko  $t$  funkcija. Likęs integralas apytiksliai lygus nuliui, nes funkcija  $f_{\mathbf{k}} \propto \exp(-\mathbf{k}^2)$  ir labai greitai artėja link nulio didėjant kvaziimpulsui (išskyrus labai stiprių elektrinių laukų atvejį, tuomet integralo eliminuoti negalima [41, p. 214]):

$$\frac{q}{\hbar} \int \mathcal{E} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} d\mathbf{k} = \frac{q}{\hbar} \mathcal{E} \int \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} d\mathbf{k} = 0. \quad (\text{A.6})$$

Dešinysis lygties (A.3) narys (sklaidos narys) relaksacinio artinio rémuose lygus nuliui, nes krūvininkų skaičius nekinta [40, p. 51]:

$$\int \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0}{\tau(\mathbf{r}, E)} d\mathbf{k} = n \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle - n_0 \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle = 0. \quad (\text{A.7})$$

Tokiu būdu gauname pirmąją HDM modelio lygtį – krūvininkų tolydumo lygtį:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = 0. \quad (\text{A.8})$$

Ją galime perrašyti ir elektros srovės tankiui:

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{\nabla \mathbf{j}}{q}. \quad (\text{A.9})$$

Dabar padauginkime lygtį (1.15) iš  $-q\mathbf{v}$  ir vėl suintegruokime  $\mathbf{k}$  erdvėje:

$$-q \int \mathbf{v} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} d\mathbf{k} - q \int \mathbf{v} \left( \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{v} \right) d\mathbf{k} + \frac{q^2}{\hbar} \int \left( \mathcal{E} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} \mathbf{v} \right) d\mathbf{k} = -q \int \mathbf{v} \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0}{\tau(\mathbf{r}, E)} d\mathbf{k}. \quad (\text{A.10})$$

Išvestinės pagal laiką narys, atsižvelgiant į (1.8) ir (1.10), yra dalinė srovės tankio

išvestinė pagal laiką:

$$-q \int \mathbf{v} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} d\mathbf{k} = -q \frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{v} f_{\mathbf{k}} d\mathbf{k} = \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}. \quad (\text{A.11})$$

Jėgos poveikio naryje vėl iškėlę elektrinį lauką prieš integralą ir pritaikę funkcijų sandaugos išvestinės taisyklę  $\partial(\mathbf{v} f_{\mathbf{k}}) = \mathbf{v} \partial f_{\mathbf{k}} + f_{\mathbf{k}} \partial \mathbf{v}$  gauname tokią tarpinę išraišką:

$$\frac{q^2}{\hbar} \int \left( \mathcal{E} \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} \mathbf{v} \right) d\mathbf{k} = \frac{q^2}{\hbar} \mathcal{E} \left( \int \frac{\partial(\mathbf{v} f_{\mathbf{k}})}{\partial \mathbf{k}} d\mathbf{k} - \int f_{\mathbf{k}} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{k}} d\mathbf{k} \right). \quad (\text{A.12})$$

Pirmasis integralas yra lygus nuliui, kadangi  $f_{\mathbf{k}}$  sparčiai artėja link nulio didėjant  $\mathbf{k}$  (analogiška (A.6) lygties išvedimui naudotai prielaidai). Antrasis integralas, pritaikius (1.7) ir sąryšį  $\mathbf{v} = \hbar \mathbf{k} / m^*$ , virsta

$$-\frac{q^2}{\hbar} \mathcal{E} \int f_{\mathbf{k}} \frac{\hbar}{m^*} \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial \mathbf{k}} d\mathbf{k} = -\frac{q^2 n}{m^*} \mathcal{E}. \quad (\text{A.13})$$

Skaidos narį galima supaprastinti iki pavidalo:

$$-q \int \mathbf{v} \frac{f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0}{\tau(\mathbf{r}, E)} d\mathbf{k} = q \int \frac{\mathbf{v} f_{\mathbf{k}}^0}{\tau(\mathbf{r}, E)} d\mathbf{k} - q \int \frac{\mathbf{v} f_{\mathbf{k}}}{\tau(\mathbf{r}, E)} d\mathbf{k} = -\frac{\mathbf{j}}{\tau_p}, \quad (\text{A.14})$$

čia  $\tau_p$  – suvidurkinta impulso relaksacijos trukmė.

Koordinatės gradiento narį pertvarkome iškėlę dalinę išvestinę už integralo, o greitį  $\mathbf{v}$  užrašę kaip vidutinio greičio  $\mathbf{u}$  ir atsitiktinės dalies  $\mathbf{c}$  sumą  $\mathbf{v} = \mathbf{c} + \mathbf{u}$  [24]:

$$-q \int \mathbf{v} \left( \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{v} \right) d\mathbf{k} = -q \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int f_{\mathbf{k}} (\mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) d\mathbf{k} = -q \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int f_{\mathbf{k}} [(\mathbf{c} + \mathbf{u}) \otimes (\mathbf{c} + \mathbf{u})] d\mathbf{k}. \quad (\text{A.15})$$

Operatorius  $\otimes$  žymi diadinę vektorių sandaugą ir gražina  $n$ -matį tenzorių, kurio nariai  $v_i v_k$  su indeksais  $i, k = 1, \dots, n$ . Po integralu esančią sandaugą išskleidžiame  $(\mathbf{c} + \mathbf{u}) \otimes (\mathbf{c} + \mathbf{u}) = \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} + \mathbf{c} \otimes \mathbf{u} + \mathbf{u} \otimes \mathbf{c} + \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}$ . Antra ir trečia sandauga yra antikomutatyvios ( $\mathbf{c} \otimes \mathbf{u} = -\mathbf{u} \otimes \mathbf{c}$ ), dėl to susiprastina. Pirmosios sandaugos integralas – temperatūros tenzorius  $\hat{T}$ , padaugintas iš  $k_B n / m^*$ , su sąlyga, kad krūvininko efektinė masė izotropinė ir nepriklauso nuo kvaziimpulso [24]:

$$-q \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int f(\mathbf{c} \otimes \mathbf{c}) d\mathbf{k} = -\frac{q k_B}{m^*} \nabla(n \hat{T}). \quad (\text{A.16})$$

Ši prielaida dažniausiai laikoma teisinga dėl stiprios krūvininkų sklaidos. Tenzorių  $\hat{T}$  galima užrašyti kaip skaliarinės krūvininkų temperatūros  $T$  ir vienetinio tenzo-

riaus  $\hat{I}$  sandaugos artinį  $\hat{T} \approx T\hat{I}$ . Tuomet paskutinė formulė supaprastėja iki tokios formos [24]:

$$-\frac{qk_B}{m^*} \hat{I} \nabla(nT). \quad (\text{A.17})$$

Likusių diadinę sandaugą  $\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}$  galima iškelti už integralo (A.15) ribų, nes vidutinis greitis nepriklauso nuo kvaziimpulso. Likęs integralas duoda krūvininko tankio funkciją. Pritaikę srovės tankio sąryšį  $\mathbf{j} = -qn\mathbf{u}$ , gauname paskutinį koordinatės gradiento nario dalį:

$$-q \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int f(\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) d\mathbf{k} = -q \nabla \left( (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) n \right) = -\frac{1}{q} \nabla (\mathbf{j} \otimes \frac{\mathbf{j}}{n}). \quad (\text{A.18})$$

Irašę (A.11), (A.13), (A.14), (A.17), (A.18) į (A.10), ir perkėlę visus srovės tankio narius į kairiąją lygties pusę, o likusius – į dešiniąją pusę, gauname antrąją HDM modelio lygtį, taip vadinamą srovės tankio tolydumo lygtį:

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - \frac{1}{q} \nabla (\mathbf{j} \otimes \frac{\mathbf{j}}{n}) + \frac{\mathbf{j}}{\tau_p} = \frac{q^2 n}{m^*} \boldsymbol{\mathcal{E}} + \frac{qk_B}{m^*} \nabla(Tn)\hat{I}. \quad (\text{A.19})$$

## A.2 Plazmoninio maišymo modelio lygtys

Dyakonov-Shur modelio lygtys išvedamos iš hidrodinaminio transporto lygčių (A.9) ir (A.19). Atmetam hidrodinaminio slėgio narį  $\partial(nT)$ . Tuomet, perkėlę visus narius į kairiąją pusę, srovės tankiui pritaikę sąryšį  $j = -qnu$  ir padauginę antrąją lygtį iš  $\tau_p/qn$ , gauname:

$$\frac{\partial(nu)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial t} = 0, \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{u}{\tau_p} + \frac{1}{n} \frac{\partial(nu^2)}{\partial x} + \frac{\mu}{\tau_p} \boldsymbol{\mathcal{E}} + \frac{1}{n} \frac{\partial(nu)}{\partial t} = 0. \quad (\text{A.21})$$

Pirmosios iš lygčių tvarkyti jau nebereikia. Pasinaudoję dviejų funkcijų išvestinės taisykle  $\partial fg = f \partial g + g \partial f$  ir sąryšiu  $\mu = q\tau_p/m^*$  pertvarkome antrąją lygtį:

$$\frac{u}{\tau_p} + \left( 2u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{u^2}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \right) + \frac{q}{m^*} \boldsymbol{\mathcal{E}} + \left( \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{n} \frac{\partial n}{\partial t} \right) = 0. \quad (\text{A.22})$$

Antrąjį, trečiąjį ir paskutinį narių galime sutraukti į vieną, pritaikius paskutiniajam nariui lygtį (A.20):

$$\begin{aligned} 2u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{u^2}{n} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{u}{n} \frac{\partial n}{\partial t} &= 2u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{u^2}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{u}{n} \frac{\partial(nu)}{\partial x} = \\ 2u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{u^2}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{u^2}{n} \frac{\partial n}{\partial x} &= u \frac{\partial u}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Dabar beliko pritaikyti sąryšį  $\mathcal{E} = -\partial\phi/\partial x$  ir perstatyti lygties (A.23) narius vietomis ir gausime pradines Dyakonov-Shur modelio krūvininkų tolydumo ir transporto lygtis:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nu)}{\partial x} = 0, \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{q}{m^*} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{u}{\tau_p} = 0. \quad (\text{A.25})$$

DS diferencialinės lygtys paprastai sprendžiamos naudojant harmoninės analizės metodą [6]. Krūvininkų tankį, dreifinį greitį ir potencialą išskleidžiame dažniu  $\omega$  virpančio signalo harmonikų eilutėmis:

$$n = n_0 + \frac{1}{2}(n_1 + n_1^*) + \frac{1}{2}(n_2 + n_2^*) + \dots \quad (\text{A.26})$$

$$u = u_0 + \frac{1}{2}(u_1 + u_1^*) + \frac{1}{2}(u_2 + u_2^*) + \dots, \quad (\text{A.27})$$

$$\phi = \phi_0 + \frac{1}{2}(\phi_1 + \phi_1^*) + \frac{1}{2}(\phi_2 + \phi_2^*) + \dots, \quad (\text{A.28})$$

čia operatorius  $*$  žymi kompleksinį jungtinį narių, be kurio skleidiniai neturėtų fizikinės prasmės. Nariai  $n_\alpha$ ,  $u_\alpha$  ir  $\phi_\alpha$  proporcingi  $\exp(ikx - i\alpha\omega t)$ , o jų kompleksiniai jungtiniai –  $\exp(i\alpha\omega t - ikx)$ ], čia indeksas  $\alpha = 1, 2, 3, \dots$

Pirmos eilės nariai proporcingi signalo amplitudei, antros eilės – amplitudės kvadratumui ir taip toliau. Tad kai signalas silpnas, galime apsiriboti tik pirmos eilės nariais (pirmos eilės harmonikų artinys). Be to, kai tarp ištakos ir santakos neprijungtas priešštampris,  $u_0 = 0$ . Atsižvelgus į šias sąlygas kintamųjų (A.26) dalinės išvestinės

pagal laiką ir koordinatę lygios:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{i\omega}{2}n_1 + \frac{i\omega}{2}n_1^*, \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{i\omega}{2}u_1 + \frac{i\omega}{2}u_1^*, \quad (\text{A.30})$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{ik}{2}n_1 - \frac{ik}{2}n_1^*, \quad (\text{A.31})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{ik}{2}u_1 - \frac{ik}{2}u_1^*, \quad (\text{A.32})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{ik}{2}\phi_1 - \frac{ik}{2}\phi_1^*. \quad (\text{A.33})$$

Lygties (A.24) antrasis narys, atmetus sandaugas  $n_1u_1$ ,  $n_1u_1^*$ ,  $n_1^*u_1$  ir  $n_1^*u_1^*$ , proporcingas  $\exp(-i2\omega t)$ , lygus:

$$\frac{\partial(nu)}{\partial x} = n\frac{\partial u}{\partial x} + u\frac{\partial n}{\partial x} \approx \frac{ik}{2}n_0u_1 - \frac{ik}{2}n_0u_1^*. \quad (\text{A.34})$$

Galime eliminuoti visą lygties (A.25) antrąjį nariį, nes jį sudaro tik antros eilės harmonikos:

$$u\frac{\partial(u)}{\partial x} = \frac{ik}{4}u_1^2 - \frac{ik}{4}(u_1^*)^2 \approx 0. \quad (\text{A.35})$$

Išstatome (A.29)–(A.34) į (A.24)–(A.25) ir atskirai surenkame kompleksinius narius ir jų jungtinius. Gauname tokias dvi lygtis:

$$\left[ -i\omega n_1 + ikn_0u_1 \right] + \left[ i\omega n_1^* - -ikn_0u_1^* \right] = 0, \quad (\text{A.36})$$

$$\left[ -i\omega u_1 - \frac{q}{m^*}ik\phi_1 + \frac{1}{\tau_p}u_1 \right] + \left[ i\omega u_1^* + \frac{q}{m^*}ik\phi_1^* + \frac{1}{\tau_p}u_1^* \right] = 0. \quad (\text{A.37})$$

Šios lygtys lygios nuliui tik tuo atveju, kai juos sudarantys nariai lygūs nuliui. Ši sąlyga duoda mums keturias naujas lygtis. Dvi iš jų – su kompleksiniais jungtiniais nariais, perteklinės, todėl jų toliau nenagrinėsime. Likusios dvi lygtys – linearizuotos transporto lygtys:

$$-i\omega n_1 + ikn_0u_1 = 0, \quad (\text{A.38})$$

$$i\omega u_1 + \frac{q}{m^*}ik\phi_1 - \frac{u_1}{\tau_p} = 0. \quad (\text{A.39})$$

# Literatūra

- [1] M. Tonouchi, “Cutting-edge terahertz technology,” *Nature Photonics*, vol. 1, no. 2, pp. 97–105, FEB 2007.
- [2] G. C. Trichopoulos, H. L. Mosbacker, D. Burdette, and K. Sertel, “A broadband focal plane array camera for real-time THz imaging applications,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, no. 4, pp. 1733–1740, Apr. 2013.
- [3] M. Yahyapour, N. Vieweg, A. Roggenbuck, F. Rettich, O. Cojocari, and A. Deninger, “A flexible phase-insensitive system for broadband cw-terahertz spectroscopy and imaging,” *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, vol. 6, no. 5, pp. 670–673, Sept 2016.
- [4] A. Lisauskas, U. Pfeiffer, E. Öjefors, P. Haring Bolivar, D. Glaab, and H. G. Roskos, “Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 11, p. 114511, Jun 2009.
- [5] F. Schuster, D. Coquillat, H. Videlier, M. Sakowicz, F. Teppe, L. Dussopt, B. Giffard, T. Skotnicki, and W. Knap, “Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 8, pp. 7827–7832, Apr 2011.
- [6] M. Dyakonov and M. Shur, “Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid,” *IEEE Trans. Electron. Dev.*, vol. 43, no. 3, pp. 380–387, 1996.
- [7] J.-Q. Lu, M. Shur, J. Hesler, L. Sun, and R. Weikle, “Terahertz detector utilizing two-dimensional electronic fluid,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 19, no. 10, pp. 373–375, Oct. 1998.
- [8] A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, G. Valušis, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, and S. Rumyantsev, “Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 13, p. 131926, 2006.



- [9] M. Bauer, A. Ramer, S. Boppel, S. Chevtchenko, A. Lisauskas, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “High-sensitivity wideband THz detectors based on GaN HEMTs with integrated bow-tie antennas,” in *Proc. 10th European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*. Paris: IEEE, Sep. 2015, pp. 1–4.
- [10] S. Boppel, A. Lisauskas, M. Mundt, D. Seliuta, L. Minkevičius, I. Kašalynas, G. Valušis, M. Mittendorff, S. Winnerl, V. Krozer, and H. G. Roskos, “CMOS integrated antenna-coupled field-effect transistors for the detection of radiation from 0.2 to 4.3 THz,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 60, no. 12, pp. 3834–3843, Dec. 2012.
- [11] L. Romeo, D. Coquillat, M. Pea, D. Ercolani, F. Beltram, L. Sorba, W. Knap, A. Tredicucci, and M. S. Vitiello, “Nanowire-based field effect transistors for terahertz detection and imaging systems,” *Nanotechnology*, vol. 24, no. 21, p. 214005, May 2013.
- [12] L. Vicarelli, M. S. Vitiello, D. Coquillat, A. Lombardo, A. C. Ferrari, W. Knap, M. Polini, V. Pellegrini, and A. Tredicucci, “Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors,” *Nature Materials*, vol. 11, no. 10, pp. 865–871, OCT 2012.
- [13] A. Zak, M. A. Andersson, M. Bauer, J. Matukas, A. Lisauskas, H. G. Roskos, and J. Stake, “Antenna-Integrated 0.6 THz FET Direct Detectors Based on CVD Graphene,” *Nano Letters*, vol. 14, no. 10, pp. 5834–5838, Oct 2014.
- [14] W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Łusakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. Fatimy, Y. M. Meziani, and T. Otsuji, “Field Effect Transistors for Terahertz Detection: Physics and First Imaging Applications,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Aug. 2009.
- [15] A. Lisauskas, M. Bauer, S. Boppel, M. Mundt, B. Khamaisi, E. Socher, R. Venckevičius, L. Minkevičius, I. Kašalynas, D. Seliuta, G. Valušis, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Exploration of Terahertz Imaging with Silicon MOS-FETs,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 35, no. 1, pp. 63–80, Jan. 2014.
- [16] R. Al Hadi, H. Sherry, J. Grzyb, Y. Zhao, W. Forster, H. M. Keller, A. Cathelin, A. Kaiser, and U. R. Pfeiffer, “A 1 k-Pixel Video Camera for 0.7-1.1 Terahertz Imaging Applications in 65-nm CMOS,” *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 47, no. 12, pp. 2999–3012, Dec. 2012.

- [17] J. Zdanevičius, M. Bauer, S. Boppel, V. Palenskis, A. Lisauskas, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Camera for High-Speed THz Imaging,” *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, vol. 36, no. 10, pp. 986–997, Oct 2015.
- [18] N. Oda, “Technology trend in real-time, uncooled image sensors for sub-THz and THz wave detection,” in *Proceedings of SPIE*, T. George, A. K. Dutta, and M. S. Islam, Eds., May 2016, p. 98362P.
- [19] P. Jepsen, D. Cooke, and M. Koch, “Terahertz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 5, no. 1, pp. 124–166, Jan. 2011.
- [20] M. Dyakonov and M. Shur, “Plasma wave electronics: novel terahertz devices using two dimensional electron fluid,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 43, no. 10, pp. 1640–1645, Oct. 1996.
- [21] —, “Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, no. 15, pp. 2465–2468, Oct. 1993.
- [22] A. V. Chaplik, “Possible crystallization of charge carriers in low-density inversion layers,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 35, p. 395, 1972.
- [23] A. Lisauskas, M. Bauer, A. Rämmer, K. Ikamas, J. Matukas, S. Chevtchenko, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Terahertz rectification by plasmons and hot carriers in gated 2D electron gases,” in *Proc. 41st Int. Conf. Noise and Fluctuations (ICNF)*. IEEE, Jun 2015, pp. 1–5.
- [24] T. Grasser, T.-W. Tang, H. Kosina, and S. Selberherr, “A review of hydrodynamic and energy-transport models for semiconductor device simulation,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 91, no. 2, pp. 251–274, Feb 2003.
- [25] M. Bauer, “Hydrodynamic modeling and experimental characterization of the plasmonic and thermoelectric terahertz response of field-effect transistors with integrated broadband antennas in AlGaN/GaN HEMTs and CVD-grown graphene,” Ph.D. dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, 2018.
- [26] D. V. Schroeder, *An Introduction to Thermal Physics*. San Francisco, CA: Addison Wesley, 2000.
- [27] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed. Hoboken, N.J: Wiley-Interscience, 2007.
- [28] S. Daryoosh, Ed., *Handbook of terahertz technology for imaging, sensing and communications*, ser. Woodhead publishing series in electronic and optical

- materials. Oxford, England ; Philadelphia, Pennsylvania: WP, Woodhead Publishing, 2013.
- [29] E. Öjefors, U. R. Pfeiffer, A. Lisauskas, and H. G. Roskos, “A 0.65 THz focal-plane array in a quarter-micron CMOS process technology,” *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 44, no. 7, pp. 1968–1976, Jul 2009, 34th European Solid-State Circuits Conference, Edinburgh, Scotland, Sept 15-19, 2008.
- [30] E.-Y. Chang, C.-I. Kuo, H.-T. Hsu, C.-Y. Chiang, and Y. Miyamoto, “InAs Thin-Channel High-Electron-Mobility Transistors with Very High Current-Gain Cutoff Frequency for Emerging Submillimeter-Wave Applications,” *Appl. Phys Express*, vol. 6, no. 3, p. 034001, Mar. 2013.
- [31] Y. Miyamoto, “Recent progress in compound semiconductor electron devices,” *IEICE Electronics Express*, vol. 13, no. 18, pp. 20162002–20162002, 2016.
- [32] R. I. Harrison and J. Zucker, “Hot-carrier microwave detector,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, no. 4, pp. 588–595, April 1966.
- [33] J. Vyšniauskas, A. Lisauskas, M. Bauer, D. Čibiraitė, J. Matukas, and H. G. Roskos, “Hydrodynamic modelling of terahertz rectification in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 906, no. 1, p. 012023, Oct. 2017.
- [34] D. Vasileska, S. M. Goodnick, and G. Klimeck, *Computational Electronics: Semiclassical and Quantum Device Modeling and Simulation*. Boca Raton: Boca Raton, 2010.
- [35] B. K. Ridley, *Electrons and Phonons in Semiconductor Multilayers*. Cambridge: Cambridge University Press, 2014, oCLC: 897716276.
- [36] V. Karpus, *Dvimačiai Elektronai*. Vilnius: Ciklonas, 2004.
- [37] M. V. Fischetti and S. E. Laux, “Monte carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects,” *Phys. Rev. B*, vol. 38, pp. 9721–9745, Nov 1988.
- [38] M. C. Vecchi and M. Rudan, “Modeling electron and hole transport with full-band structure effects by means of the spherical-harmonics expansion of the BTE,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 45, no. 1, pp. 230–238, Jan 1998.
- [39] S.-C. Lee and T.-W. Tang, “Transport coefficients for a silicon hydrodynamic model extracted from inhomogeneous Monte-Carlo calculations,” *Solid-State Electronics*, vol. 35, no. 4, pp. 561 – 569, 1992.

- [40] A. Jünger, *Transport Equations for Semiconductors*, ser. Lecture Notes in Physics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009, vol. 773.
- [41] M. Lundstrom, *Fundamentals of Carrier Transport*, 2nd ed. Cambridge University Press, 2000.
- [42] K. Blotekjaer, “Transport equations for electrons in two-valley semiconductors,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 17, no. 1, pp. 38–47, Jan 1970.
- [43] G. Baccarani and M. R. Wordeman, “An investigation of steady-state velocity overshoot in silicon,” *Solid-State Electronics*, vol. 28, no. 4, pp. 407–416, Apr. 1985.
- [44] R. Stratton, “Diffusion of Hot and Cold Electrons in Semiconductor Barriers,” *Physical Review*, vol. 126, no. 6, pp. 2002–2014, Jun. 1962.
- [45] A. Bringer and G. Schön, “Extended moment equations for electron transport in semiconducting submicron structures,” *Journal of Applied Physics*, vol. 64, no. 5, pp. 2447–2455, 1988.
- [46] J. Požela, *Physics of High-Speed Transistors*. Boston, MA: Springer US, 1993.
- [47] I. Khmyrova and Y. Seijyou, “Analysis of plasma oscillations in high-electron mobility transistorlike structures: Distributed circuit approach,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 14, p. 143515, 2007.
- [48] D. M. Pozar, *Microwave engineering*, 4th ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2012.
- [49] S. Boppel, “Field-Effect-Transistor-Based Detection of Terahertz Radiation: Modelling, Implementation and Application,” Ph.D. dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, 2013.
- [50] S. Boppel, M. Ragauskas, A. Hajo, M. Bauer, A. Lisauskas, S. Chevtchenko, A. Rämmer, I. Kašalynas, G. Valušis, H. J. Würfl, W. Heinrich, G. Tränkle, V. Krozer, and H. G. Roskos, “0.25-um GaN TeraFETs Optimized as THz Power Detectors and Intensity-Gradient Sensors,” *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, vol. 6, no. 2, pp. 348–350, Mar. 2016.
- [51] G. R. Aizin and G. C. Dyer, “Transmission line theory of collective plasma excitations in periodic two-dimensional electron systems: Finite plasmonic crystals and Tamm states,” *Physical Review B*, vol. 86, no. 23, Dec. 2012.

- [52] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lü, M. S. Shur, C. A. Saylor, and L. C. Brunel, “Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 18, pp. 3433–3435, 2002.
- [53] M. Sakhno, A. Golenkov, and F. Sizov, “Uncooled detector challenges: Millimeter-wave and terahertz long channel field effect transistor and Schottky barrier diode detectors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 114, no. 16, p. 164503, Oct. 2013.
- [54] K. Ikamas, A. Lisauskas, S. Massabeau, M. Bauer, M. Burakevič, J. Vyšniauskas, D. Čibiraitė, V. Krozer, A. Rämmer, S. Shevchenko, W. Heinrich, J. Tignon, S. Dhillon, J. Mangeney, and H. G. Roskos, “Sub-picosecond pulsed THz FET detector characterization in plasmonic detection regime based on autocorrelation technique,” *Semiconductor Science and Technology*, 2018.
- [55] F. Rana, “Graphene Terahertz Plasmon Oscillators,” *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 7, no. 1, pp. 91–99, Jan. 2008.
- [56] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, “Electronic properties of two-dimensional systems,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 54, pp. 437–672, Apr 1982.
- [57] Y. Tsididis and C. McAndrew, *Operation and Modeling of the MOS Transistor*, 3rd ed. New York: Oxford University Press, 2011.
- [58] S. Preu, S. Kim, R. Verma, P. G. Burke, M. S. Sherwin, and A. C. Gosard, “An improved model for non-resonant terahertz detection in field-effect transistors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 111, no. 2, p. 024502, 2012.
- [59] G. Carpintero, L. E. García-Muñoz, H. L. Hartnagel, S. Preu, and A. V. Räisänen, Eds., *Semiconductor Terahertz Technology: Devices and Systems at Room Temperature Operation*. Wiley, 2015.
- [60] D. Cibiraite, M. Bauer, A. Lisauskas, V. Krozer, H. G. Roskos, A. Ramer, V. Krozer, W. Heinrich, S. Pralgauskaite, J. Zdanevicius, J. Matukas, M. Andersson, and J. Stake, “Thermal noise-limited sensitivity of FET-based terahertz detectors,” in *Proc. ICNF*. IEEE, Jun. 2017, pp. 1–4.
- [61] B. M. Wilamowski, *Fundamentals of Industrial Electronics*. Hoboken: CRC Press, 2011, oCLC: 781379762.
- [62] P. E. Allen and D. R. Holberg, *CMOS Analog Circuit Design*, 3rd ed., ser. The Oxford series in electrical and computer engineering. New York ; Oxford: Oxford University Press, USA, 2012.

- [63] J. Zdanevicius, D. Čibiraitė, K. Ikamas, M. Bauer, J. Matukas, A. Lisauskas, H. Richter, T. Hagelschuer, K. Victor, H.-W. Hubers, and H. G. Roskos, “Terahertz detector for measuring power fluctuations of 4.75-THz QCL-generated radiation,” *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, atiduotas spaudai.
- [64] J. Andersen and R. Vaughan, “Transmitting, receiving, and scattering properties of antennas,” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 45, no. 4, pp. 93–98, Aug. 2003.
- [65] W. Zhao and Y. Cao, “New Generation of Predictive Technology Model for Sub-45 nm Early Design Exploration,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 53, no. 11, pp. 2816–2823, Nov. 2006.
- [66] F. Prégaldiny, C. Lallement, and D. Mathiot, “A simple efficient model of parasitic capacitances of deep-submicron LDD MOSFETs,” *Solid-State Electronics*, vol. 46, no. 12, pp. 2191–2198, Dec. 2002.
- [67] M. Bauer, A. Rämmer, S. Chevtchenko, K. Osipov, D. Čibiraitė, S. Pralgauskaitė, K. Ikamas, A. Lisauskas, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “A high-sensitivity AlGaN/GaN HEMT terahertz detector with integrated broadband bow-tie antenna,” unpublished.
- [68] M. Shur, “Plasma wave terahertz electronics,” *Electron. Lett.*, vol. 46, no. 26, pp. S 18–21, Jan. 2010.
- [69] V. V. Popov, A. N. Koudymov, M. Shur, and O. V. Polischuk, “Tuning of ungated plasmons by a gate in the field-effect transistor with two-dimensional electron channel,” *J. Appl. Phys.*, vol. 104, no. 2, p. 024508, Jul. 2008.
- [70] M. Shur, T. A. Fjeldly, T. Ytterdal, and K. Lee, “Unified MOSFET model,” *Solid-State Electronics*, vol. 35, no. 12, pp. 1795–1802, Dec. 1992.
- [71] S.-D. Kim, C.-M. Park, and J. C. S. Woo, “Advanced model and analysis of series resistance for CMOS scaling into nanometer regime. II. quantitative analysis,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 49, no. 3, pp. 467–472, 2002.
- [72] S. Takagi, A. Toriumi, M. Iwase, and H. Tango, “On the universality of inversion layer mobility in Si MOSFET’s: Part I-effects of substrate impurity concentration,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 41, no. 12, pp. 2357–2362, Dec 1994.
- [73] A. Ortiz-Conde, F. Garcíá Sánchez, J. Liou, A. Cerdeira, M. Estrada, and Y. Yue, “A review of recent MOSFET threshold voltage extraction methods,” *Microelectronics Reliability*, vol. 42, no. 4-5, pp. 583–596, Apr. 2002.

- [74] K. Ikamas, D. Cibiraite, A. Lisauskas, M. Bauer, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Broadband Terahertz Power Detectors based on 90-nm Silicon CMOS Transistors with Flat Responsivity up to 2.2 THz,” *IEEE Electron Device Letters*, pp. 1–1, 2018.
- [75] D. B. Davidson, *Computational Electromagnetics for RF and Microwave Engineering*. Cambridge ; New York: Cambridge University Press, 2005.
- [76] C. A. Balanis, Ed., *Modern Antenna Handbook*. Hoboken, NJ: Wiley, 2008.
- [77] Keysight. (2018) Theory of operation for momentum. [Online]. Available: [http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/ads2008/mom/ads2008/Theory\\_of\\_Operation\\_for\\_Momentum.html](http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/ads2008/mom/ads2008/Theory_of_Operation_for_Momentum.html)
- [78] W. C. Gibson, *The Method of Moments in Electromagnetics*, second edition ed. Boca Raton: CRC Press/Taylor & Francis, 2014.
- [79] K. Li, C. H. Cheng, T. Matsui, and M. Izutsu, “Coplanar patch antennas: principle, simulation and experiment,” in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2001 Digest. Held in conjunction with: US-NC/URSI National Radio Science Meeting (Cat. No.01CH37229)*, vol. 3, July 2001, pp. 402–405 vol.3.
- [80] TSMC. (2018) 90nm technology. [Online]. Available: [www.tsmc.com/english/dedicatedFoundry/technology/90nm.htm](http://www.tsmc.com/english/dedicatedFoundry/technology/90nm.htm)
- [81] Europractice. (2018) Europractice mini@sic. [Online]. Available: [www.europractice-ic.com/prototyping\\_minisic.php](http://www.europractice-ic.com/prototyping_minisic.php)
- [82] M. Bauer, R. Venckevičius, I. Kašalynas, S. Boppel, M. Mundt, L. Minkevičius, A. Lisauskas, G. Valušis, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Antenna-coupled field-effect transistors for multi-spectral terahertz imaging up to 4.25 THz,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 16, p. 19235, Aug. 2014.
- [83] Toptica Photonics. (2018) Terascan. [Online]. Available: <https://www.toptica.com/products/terahertz-systems/frequency-domain/terascan/>
- [84] Cadence. (2018) Virtuoso layout suite. [Online]. Available: [https://www.cadence.com/content/cadence-www/global/en\\_US/home/tools/custom-ic-analog-rf-design/layout-design/virtuoso-layout-suite.html](https://www.cadence.com/content/cadence-www/global/en_US/home/tools/custom-ic-analog-rf-design/layout-design/virtuoso-layout-suite.html)
- [85] A. Lisauskas, S. Boppel, M. Mundt, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Subharmonic mixing with field-effect transistors: Theory and experiment at 639 GHz high above  $f_t$ ,” *IEEE Sens. J.*, vol. 13, no. 1, pp. 124–132, Jan. 2013.

- [86] K. Suzuki, “Parasitic capacitance of submicrometer MOSFET’s,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 46, no. 9, pp. 1895–1900, Sept./1999.
- [87] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, Apr. 2005.
- [88] W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lü, R. Gaska, M. Shur, G. Simin, X. Hu, M. A. Khan, and others, “Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 11, pp. 9346–9353, 2002.
- [89] U. Pfeiffer, E. Ojefors, A. Lisauskas, D. Glaab, F. Voltolina, V. Fonkwe Nzo-gang, P. Haring Bolivar, and H. Roskos, “A CMOS focal-plane array for terahertz imaging,” in *Proc. IRMMW-THz*. IEEE, Sep. 2008, pp. 1–3.
- [90] D. Corcos, N. Kaminski, E. Shumaker, O. Markish, D. Elad, T. Morf, U. Drechsler, W. T. Silatsa Saha, L. Kull, K. Wood, U. R. Pfeiffer, and J. Grzyb, “Antenna-Coupled MOSFET Bolometers for Uncooled THz Sensing,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 5, no. 6, pp. 902–913, Nov. 2015.
- [91] O. Cojocari, N. Sobornytsky, C. Weickhmann, R. Jakoby, A. Semenov, H. Hübers, R. Müller, and A. Hoehl, “Quasi optical schottky diode detectors for fast ultra-wideband detection,” in *2016 IEEE International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT)*, vol. 1, June 2016, pp. 52–53.
- [92] N. H. E. Weste and K. Eshraghian, *Principles of CMOS VLSI Design: A Systems Perspective*, 2nd ed., ser. The VLSI systems series. Reading, Mass: Addison-Wesley Pub. Co, 1993.
- [93] W. Cai and V. M. Šalaev, *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*. New York, NY: Springer, 2010.
- [94] E. R. Brown, J. R. Söderström, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Mol-var, and T. C. McGill, “Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes,” *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 20, pp. 2291–2293, 1991.
- [95] M. Feiginov, C. Sydlo, O. Cojocari, and P. Meissner, “Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz,” *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 23, p. 233506, 2011.
- [96] J. H. Booske, R. J. Dobbs, C. D. Joye, C. L. Kory, G. R. Neil, G. S. Park, J. Park, and R. J. Temkin, “Vacuum electronic high power terahertz sources,”



- IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 1, no. 1, pp. 54–75, Sept 2011.
- [97] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, “Quantum cascade laser,” *Science*, vol. 264, no. 5158, pp. 553–556, 1994.
- [98] Virginia Diodes Inc. (2018) Frequency multipliers (wr and d series). [Online]. Available: <https://www.vadiodes.com/en/frequency-multipliers>
- [99] A. Maestrini, J. Ward, J. Gill, H. Javadi, E. Schlecht, G. Chattopadhyay, F. Maiwald, N. R. Erickson, and I. Mehdi, “A 1.7-1.9 THz local oscillator source,” *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 14, no. 6, pp. 253–255, June 2004.
- [100] S. Preu, G. H. Döhler, S. Malzer, L. J. Wang, and A. C. Gossard, “Tunable, continuous-wave Terahertz photomixer sources and applications,” *Journal of Applied Physics*, vol. 109, no. 6, p. 061301, Mar. 2011.
- [101] Thomas Keating Ltd. (2018) Absolute THz power-energy meters. [Online]. Available: <http://www.terahertz.co.uk/tk-instruments/products/absolute-thz-power-energy-meters>
- [102] Tydex. (2018) Golay detectors. [Online]. Available: [http://www.tydexoptics.com/products/thz\\_devices/golay\\_cell/](http://www.tydexoptics.com/products/thz_devices/golay_cell/)
- [103] Y.-S. Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*. Boston, MA: Springer US, 2009.
- [104] J. V. Rudd and D. M. Mittleman, “Influence of substrate-lens design in terahertz time-domain spectroscopy,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 2, pp. 319–329, Feb. 2002.
- [105] A. J. Deninger, A. Roggenbuck, S. Schindler, and S. Preu, “2.75 THz tuning with a triple-DFB laser system at 1550 nm and InGaAs photomixers,” *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, vol. 36, no. 3, pp. 269–277, Mar. 2015.
- [106] A. J. Deninger, T. Göbel, D. Schönherr, T. Kinder, A. Roggenbuck, M. Köberle, F. Lison, T. Müller-Wirts, and P. Meissner, “Precisely tunable continuous-wave terahertz source with interferometric frequency control,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 4, p. 044702, Apr. 2008.
- [107] N. Vieweg, F. Rettich, A. Deninger, H. Roehle, R. Dietz, T. Göbel, and M. Schell, “Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 35, no. 10, pp. 823–832, Oct. 2014.

- [108] Virginia Diodes Inc. (2018) Zero bias detectors: Qod. [Online]. Available: <http://vadiodes.com/en/products/detectors>
- [109] U. R. Pfeiffer, J. Grzyb, H. Sherry, A. Cathelin, and A. Kaiser, “Toward low-NEP room-temperature THz MOSFET direct detectors in CMOS technology,” in *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Sept 2013, pp. 1–2.
- [110] A. Lisauskas, S. Boppel, J. Matukas, V. M. Palenskis, L. Minkevičius, G. Vailušis, P. Haring-Bolivar, and H. G. Roskos, “Terahertz responsivity and low-frequency noise in biased silicon field-effect transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 15, p. 153505, April 2013.
- [111] A. G. Golenkov and F. F. Sizov, “Performance limits of terahertz zero biased rectifying detectors for direct detection,” *Semiconductor Physics Quantum Electronics and Optoelectronics*, vol. 19, no. 2, pp. 129–138, Jul. 2016.
- [112] K. Ikamas, A. Lisauskas, S. Boppel, Q. Hu, and H. G. Roskos, “Efficient Detection of 3 THz Radiation from Quantum Cascade Laser Using Silicon CMOS Detectors,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 38, no. 10, pp. 1183–1188, Oct. 2017.
- [113] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi, “Terahertz semiconductor-heterostructure laser,” *Nature*, vol. 417, no. 6885, pp. 156–159, May 2002.
- [114] S. Fatholouloumi, E. Dupont, C. Chan, Z. Wasilewski, S. Laframboise, D. Ban, A. Mátyás, C. Jirauschek, Q. Hu, and H. C. Liu, “Terahertz quantum cascade lasers operating up to 200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 4, p. 3866, Feb. 2012.
- [115] M. Brandstetter, C. Deutsch, M. Krall, H. Detz, D. C. MacFarland, T. Zederbauer, A. M. Andrews, W. Schrenk, G. Strasser, and K. Unterrainer, “High power terahertz quantum cascade lasers with symmetric wafer bonded active regions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 17, p. 171113, Oct. 2013.
- [116] D. J. Hayton, J. L. Kloosterman, Y. Ren, T. Y. Kao, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, Q. Hu, C. K. Walker, and J. L. Reno, “A 4.7 THz heterodyne receiver for a balloon borne telescope,” in *SPIE Proceedings*, W. S. Holland and J. Zmuidzinas, Eds., Jul. 2014, p. 91531R.
- [117] A. Lee, B. Wil, S. Kumar, Q. Hu, and J. Reno, “Real-time imaging using a 4.3-THz quantum cascade laser and a 320x240 microbolometer focal-plane array,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 13, pp. 1415–1417, Jul. 2006.

- [118] P. Dean, A. Valavanis, J. Keeley, K. Bertling, Y. Leng Lim, R. Alhathloul, S. Chowdhury, T. Taimre, L. H. Li, D. Indjin, S. J. Wilson, A. D. Rakić, E. H. Linfield, and A. Giles Davies, “Coherent three-dimensional terahertz imaging through self-mixing in a quantum cascade laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 18, p. 181112, Oct. 2013.
- [119] F. Teppe, C. Consejo, J. Torres, B. Chenaud, P. Solignac, S. Fatholouloumi, Z. Wasilewski, M. Zholudev, N. Dyakonova, D. Coquillat, A. El Fatimy, P. Buzatu, C. Chaubet, and W. Knap, “Terahertz Detection of Quantum Cascade Laser Emission by Plasma Waves in Field Effect Transistors,” *Acta Physica Polonica A*, vol. 120, no. 5, pp. 930–932, Nov. 2011.
- [120] M. Ravaro, M. Locatelli, L. Viti, D. Ercolani, L. Consolino, S. Bartalini, L. Sorba, M. S. Vitiello, and P. De Natale, “Detection of a 2.8 THz quantum cascade laser with a semiconductor nanowire field-effect transistor coupled to a bow-tie antenna,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 8, p. 083116, Feb. 2014.
- [121] R. T. Boreiko and A. L. Betz, “Heterodyne Spectroscopy of the 63  $\mu\text{m}$  OI Line in M42,” *The Astrophysical Journal*, vol. 464, pp. L83–L86, 1996.
- [122] H. Richter, M. Greiner-Bär, S. G. Pavlov, A. D. Semenov, M. Wienold, L. Schrottke, M. Giehler, R. Hey, H. T. Grahn, and H.-W. Hübers, “A compact, continuous-wave terahertz source based on a quantum-cascade laser and a miniature cryocooler,” *Optics Express*, vol. 18, no. 10, p. 10177, May 2010.
- [123] H. Richter, M. Wienold, L. Schrottke, K. Biermann, H. T. Grahn, and H.-W. Hübers, “4.7-THz Local Oscillator for the GREAT Heterodyne Spectrometer on SOFIA,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 5, no. 4, pp. 539–545, Jul. 2015.
- [124] Spectrum Detector Inc. Pyroelectric detectors datasheet for model sph-21. [Online]. Available: <http://www.crazyfingers.com/spectrum/products/pyroelectricDetectors/SPH/SPH-20.php>
- [125] V. G. Bozhkov, “Semiconductor detectors, mixers, and frequency multipliers for the terahertz band,” *Radiophysics and quantum electronics*, vol. 46, no. 8, pp. 631–656, 2003.
- [126] T. Yasui, A. Nishimura, T. Suzuki, K. Nakayama, and S. Okajima, “Detection system operating at up to 7 THz using quasi-optics and Schottky barrier diodes,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 77, no. 6, p. 066102, 2006.
- [127] J. Zdanevicius, K. Ikamas, J. Matukas, A. Lisauskas, H. Richter, H.-W. Hübers, M. Bauer, and H. G. Roskos, “TeraFET detector for measuring

- power fluctuations of 4.75-THz QCL-generated radiation,” in *Proc. 42nd Int. Conf. Noise and Fluctuations (ICNF)*. IEEE, Jun. 2017, pp. 1–4.
- [128] L. O. Chua, C. A. Desoer, and E. S. Kuh, *Linear and Nonlinear Circuits*. New York: McGraw-Hill, 1997, oCLC: 949746801.
- [129] D. Glaab, S. Boppel, A. Lisauskas, U. Pfeiffer, E. Öjefors, and H. G. Roskos, “Terahertz heterodyne detection with silicon field-effect transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 4, p. 042106, 2010.
- [130] S. Regensburger, M. Mittendorff, S. Winnerl, H. Lu, A. C. Gossard, and S. Preu, “Broadband THz detection from 01 to 22 THz with large area field-effect transistors,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 16, p. 20732, Aug. 2015.
- [131] F. Simoens and J. Meilhan, “Terahertz real-time imaging uncooled array based on antenna- and cavity-coupled bolometers,” *Philos Trans A Math Phys Eng Sci*, vol. 372, no. 2012, pp. 20130111–20130111, Feb. 2014.
- [132] J. Trontelj, G. Valušis, R. Venckevičius, I. Kašalynas, A. Sešek, and A. Švigelj, “A high performance room temperature THz sensor,” in *Proc. SPIE*, M. Razeghi, A. N. Baranov, J. M. Zavada, and D. Pavlidis, Eds., Sep. 2014, p. 91990K.
- [133] S. Preu, M. Mittendorff, S. Winnerl, O. Cojocari, and A. Penirschke, “THz autocorrelators for ps pulse characterization based on schottky diodes and rectifying field-effect transistors,” *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, vol. 5, no. 6, pp. 922–929, Nov. 2015.
- [134] M. Mittendorff, S. Winnerl, J. Kamann, J. Eroms, D. Weiss, H. Schneider, and M. Helm, “Ultrafast graphene-based broadband THz detector,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 2, p. 021113, Jul. 2013.
- [135] D. B. But, C. Drexler, M. V. Sakhno, N. Dyakonova, O. Drachenko, F. F. Sizov, A. Gutin, S. D. Ganichev, and W. Knap, “Nonlinear photoresponse of field effect transistors terahertz detectors at high irradiation intensities,” *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 16, p. 164514, Apr. 2014.
- [136] N. Dyakonova, D. But, D. Coquillat, W. Knap, C. Drexler, P. Olbrich, J. Karch, M. Schafberger, S. Ganichev, G. Ducournau, C. Gaquiere, M. Poisson, S. Delage, G. Cywinski, and C. Skierbiszewski, “AlGaIn/GaN HEMT’s photoresponse to high intensity THz radiation,” *Opto-Electronics Review*, vol. 23, no. 3, Jan. 2015.
- [137] N. Dyakonova, P. Faltermeier, D. B. But, D. Coquillat, S. D. Ganichev, W. Knap, K. Szkudlarek, and G. Cywinski, “Saturation of photoresponse to

- intense THz radiation in AlGaIn/GaN HEMT detector,” *J. Appl. Phys.*, vol. 120, no. 16, p. 164507, Oct 2016.
- [138] A. Lisauskas, K. Ikamas, S. Massabeau, M. Bauer, D. Čibiraitė, J. Matukas, J. Mangeney, M. Mittendorff, S. Winnerl, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Field-effect transistors as electrically controllable nonlinear rectifiers for the characterization of terahertz pulses,” *APL Photonics*, vol. 3, no. 5, p. 051705, Mar. 2018.
- [139] S. A. Chevtchenko, F. Brunner, J. Würfl, and G. Tränkle, “Effect of buffer thickness on DC and microwave performance of AlGaIn/GaN heterojunction field-effect transistors,” *physica status solidi (a)*, vol. 207, no. 6, pp. 1505–1508, Feb. 2010.
- [140] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, “Picosecond photoconducting hertzian dipoles,” *Applied Physics Letters*, vol. 45, no. 3, pp. 284–286, 1984.
- [141] M. Baillergeau, K. Maussang, T. Nirrengarten, J. Palomo, L. H. Li, E. H. Linfield, A. G. Davies, S. Dhillon, J. Tignon, and J. Mangeney, “Diffraction-limited ultrabroadband terahertz spectroscopy,” *Scientific Reports*, vol. 6, no. 1, Jul. 2016.
- [142] P. J. Hale, J. Madeo, C. Chin, S. S. Dhillon, J. Mangeney, J. Tignon, and K. M. Dani, “20 THz broadband generation using semi-insulating GaAs interdigitated photoconductive antennas,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 21, p. 26358, Oct. 2014.
- [143] K. J. Siebert, A. Lisauskas, T. Löffler, and H. G. Roskos, “Field Screening in Low-Temperature-Grown GaAs Photoconductive Antennas,” *Jap. J. Appl. Phys.*, vol. 43, no. 3, pp. 1038–1043, Mar. 2004.
- [144] G. C. Loata, M. D. Thomson, T. Löffler, and H. G. Roskos, “Radiation field screening in photoconductive antennae studied via pulsed terahertz emission spectroscopy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 23, p. 232506, Dec. 2007.
- [145] A. Gutin, V. Kachorovskii, A. Muraviev, and M. Shur, “Plasmonic terahertz detector response at high intensities,” *J. Appl. Phys.*, vol. 112, no. 1, p. 014508, Jul. 2012.
- [146] S. Rudin, G. Rupper, A. Gutin, and M. Shur, “Theory and measurement of plasmonic terahertz detector response to large signals,” *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 6, p. 064503, Feb. 2014.
- [147] S. Rudin, G. Rupper, and M. Shur, “Ultimate response time of high electron mobility transistors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 117, no. 17, p. 174502, May 2015.

- [148] R. Paiella, F. Capasso, C. Gmachl, H. Y. Hwang, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho, and H. C. Liu, “Monolithic active mode locking of quantum cascade lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 2, pp. 169–171, 2000.
- [149] C. Y. Wang, L. Kuznetsova, V. M. Gkortsas, L. Diehl, F. X. Kärtner, M. A. Belkin, A. Belyanin, X. Li, D. Ham, H. Schneider, P. Grant, C. Y. Song, S. Haffouz, Z. R. Wasilewski, H. C. Liu, and F. Capasso, “Mode-locked pulses from mid-infrared quantum cascade lasers,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 15, pp. 12 929–12 943, Jul 2009.
- [150] K. Maussang, J. Palomo, J.-M. Manceau, R. Colombelli, I. Sagnes, L. H. Li, E. H. Linfield, A. G. Davies, J. Mangeney, J. Tignon, and S. S. Dhillon, “Monolithic echo-less photoconductive switches as a high-resolution detector for terahertz time-domain spectroscopy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, no. 14, p. 141102, Apr. 2017.
- [151] F. Sizov, M. Sakhno, A. Golenkov, V. Petryakov, Z. Tsybrii, V. Reva, and V. Zabudsky, “Uncooled Rectification and Bolometer Type THz/Sub-THz Detectors,” in *THz and Security Applications*, C. Corsi and F. Sizov, Eds. Dordrecht: Springer Netherlands, 2014, pp. 53–73.
- [152] S. Regensburger, A. k. Mukherjee, S. Schonhuber, M. A. Kainz, S. Winnerl, J. M. Klopff, H. Lu, A. C. Gossard, K. Unterrainer, and S. Preu, “Broadband Terahertz Detection with Zero-Bias Field-Effect Transistors between 100 GHz and 11.8 THz with a Noise Equivalent Power of  $250 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  at 0.6 THz,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, pp. 1–1, 2018.
- [153] D.-H. Kim, B. Brar, and J. A. del Alamo, “ $f_T = 688 \text{ GHz}$  and  $f_{max} = 800 \text{ GHz}$  in  $l_g = 40 \text{ nm}$   $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  MHEMTs with  $g_{m,max} = 2.7 \text{ mS}/\mu\text{m}$ ,” in *Electron Devices Meeting (IEDM), 2011 IEEE International*. IEEE, 2011, pp. 13–6.
- [154] K. Ikamas, A. Lisauskas, M. Bauer, A. Ramer, S. Massabeau, D. Cibiraite, M. Burakevic, S. Chevtchenko, J. Mangeney, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Efficient detection of short-pulse THz radiation with field effect transistors,” in *Proc. 42nd Int. Conf. Noise and Fluctuations (ICNF)*. IEEE, Jun. 2017, pp. 1–4.
- [155] H. Schneider, O. Drachenko, S. Winnerl, M. Helm, and M. Walther, “Quadratic autocorrelation of free-electron laser radiation and photocurrent saturation in two-photon quantum well infrared photodetectors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 13, p. 133508, Sep. 2006.
- [156] H. Schneider, O. Drachenko, S. Winnerl, M. Helm, T. Maier, and M. Walther, “Autocorrelation measurements of free-electron laser radiation using a two-

- photon QWIP,” *Infrared Physics & Technology*, vol. 50, no. 2-3, pp. 95–99, Apr. 2007.
- [157] S. Komiyama, “Single-photon detectors in the terahertz range,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 17, no. 1, pp. 54–66, 2011.
- [158] A. Gutin, T. Ytterdal, V. Kachorovskii, A. Muraviev, and M. Shur, “THz SPICE for Modeling Detectors and Nonquadratic Response at Large Input Signal,” *IEEE Sens. J.*, vol. 13, no. 1, pp. 55–62, Jan. 2013.
- [159] S. Preu, H. Lu, M. S. Sherwin, and A. C. Gossard, “Detection of nanosecond-scale, high power THz pulses with a field effect transistor,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 5, p. 053101, May 2012.
- [160] S. Preu, M. Mittendorff, S. Winnerl, H. Lu, A. C. Gossard, and H. B. Weber, “Ultra-fast transistor-based detectors for precise timing of near infrared and THz signals,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 15, p. 17941, Jul. 2013.
- [161] D. Voß, W. Zouaghi, M. Jamshidifar, S. Boppel, C. McDonnell, J. R. P. Bain, N. Hempler, G. P. A. Malcolm, G. T. Maker, M. Bauer, A. Lisauskas, A. Rämer, S. A. Shevchenko, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “Imaging and Spectroscopic Sensing with Low-Repetition-Rate Terahertz Pulses and GaN TeraFET Detectors,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 39, no. 3, pp. 262–272, Mar. 2018.
- [162] H. L. Grubin, D. K. Ferry, and C. Jacoboni, Eds., *The Physics of Submicron Semiconductor Devices*, ser. NATO ASI series. New York: Plenum Press : Published in cooperation with NATO Scientific Affairs Division, 1988, no. v. 180.
- [163] J. Joh and J. A. del Alamo, “A Current-Transient Methodology for Trap Analysis for GaN High Electron Mobility Transistors,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 58, no. 1, pp. 132–140, Jan. 2011.
- [164] K. Ikamas, I. Nevinskas, A. Krotkus, and A. Lisauskas, “Silicon field effect transistor as the nonlinear detector for terahertz autocorellators,” 2018, unpublished.
- [165] TeraVil Ltd. Terahertz emitter, LTG-GaAs based photoconductive switch. [Online]. Available: <http://www.teravil.lt/emitter.php>
- [166] A. Roy, J. Vasi, and M. Patil, “A new approach to model nonquasi-static (NQS) effects for mosfets-part I: large-signal analysis,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, no. 12, pp. 2393–2400, Dec. 2003.

- [167] E. R. Brown, S. Sung, W. S. Grundfest, and Z. D. Taylor, “THz impulse radar for biomedical sensing: nonlinear system behavior,” *Proc. SPIE*, vol. 8941, p. 89411E, Mar. 2014.
- [168] C. Franke, “Zwei-Photonen-Übergänge und Intersubbanddynamik in Halbleiterquantenfilmen,” Ph.D. dissertation, Technische Universität Dresden, 2011.
- [169] R. Paschotta. (2018) Encyclopedia of laser physics and technology - autocorrelators, pulse duration, measurement. [Online]. Available: <https://www.rp-photonics.com/autocorrelators.html>
- [170] J. Kroll, J. Darmo, and K. Unterrainer, “High-performance terahertz electro-optic detector,” *Electronics Letters*, vol. 40, no. 12, pp. 763–764, June 2004.
- [171] M. Naftaly and R. Miles, “A method for removing etalon oscillations from thz time-domain spectra,” *Optics Communications*, vol. 280, no. 2, pp. 291 – 295, 2007.



## Curriculum Vitae

**Vardas, pavardė:** Kęstutis Ikamas  
**Gimimo data:** 1971 12 24  
**Gimimo vieta:** Sankt Peterburgas, Rusija  
**Tel. ir el.paštas:** +370 5 223 4586, kestutis.ikamas@ff.vu.lt

**Išsilavinimas 2014–2018**  
doktorantūros studijos, Technologijos mokslai  
Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas

**1990–1995**  
magistras, fizika  
Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas

**1979–1990**  
vidurinis išsilavinimas  
Vilniaus 43-oji vidurinė mokykla

**Mokslinė patirtis 2014–iki dabar**  
jaun. mokslo darbuotojas  
Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas

**Pedagoginė veikla 2015–iki dabar**  
lektorius  
Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas

**2012–iki dabar**  
lektorius  
Lietuvos karo akademija

**Specializacija** CMOS THz detektoriai, THz vaizdinimas,  
THz detektorių taikymai;  
kibernetinis saugumas, ITT technologijos

# UŽRAŠAMS

# UŽRAŠAMS

Vilniaus universiteto leidykla  
Universiteto g. 1, LT-01513 Vilnius  
El. p. [info@leidykla.vu.lt](mailto:info@leidykla.vu.lt),  
[www.leidykla.vu.lt](http://www.leidykla.vu.lt)  
Tiražas 18 egz.