

Vilniaus universiteto  
Fizikos fakulteto  
Fotonikos ir nanotechnologijų institutas

Mingaudas Karevičius  
ELEKTRONŲ IMPULSO RELAKSACIJOS ĮTAKA TERAHERCINĖS EMISIJOS  
SUSTIPRĖJIMUI MAGNETINIAME LAUKE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Optoelektronikos medžiagų ir technologijų  
studijų programa

Studentas

Mingaudas Karevičius

Leista ginti

2019-05-24

Darbo vadovas

dr. Ramūnas Adomavičius

Instituto atstovas

prof. Vincas Tamošiūnas

Vilnius 2019

## Turinys

Įvadas.....	3
2. Literatūros apžvalga .....	5
2.1 Terahercinių dažnių diapazono impulsų gavimo ir registravimo principai .....	5
2.2 Terahercinės emisijos sustiprėjimas magnetiniame lauke.....	8
2.3 Elektrinio dipolio orientacija magnetiniame lauke.....	10
2.4 THz emisija iš puslaidininkių paviršiaus.....	12
3. Tyrimo metodika .....	17
3.0 Aparatūra .....	17
3.1 THz impulsą išspinduliuojančio dipolio orientacijos magnetiniame lauke metodas .....	17
3.2 Hall'o efektas. Van der Pauw metodas.....	19
3.3 Optinio žadinimo ir terahercinio zondavimo metodas .....	22
4. Eksperimento rezultatai .....	24
4.0 Bandinių aprašymas.....	24
4.1 THz emisijos sustiprėjimas magnetiniame lauke. Dipolio kampo metodas.....	24
4.2 Hall'o efektas. Van der Pauw metodas.....	27
4.3 Dipolio kampo ir Van der Pauw metodų palyginimas .....	28
4.4 Optinio žadinimo ir THz zondavimo tyrimų rezultatai .....	29
Išvados.....	31
Summary.....	32
Literatūra .....	33

## Ivadas

Terahercinė spinduliuotė tiriama ir naudojama jau daugiau kaip šimtą metų, tačiau susidomėjimas ja pradėjo smarkiai augti nuo praeito amžiaus 8-o dešimtmečio, kuomet amerikiečių fizikas D.H.Auston su kolegomis atrado, kad trumpais lazerio impulsais valdomos optoelektroninės sklendės išspinduliuoja į orą pikosekundžių trukmės elektromagnetinius impulsus, kuriuos galima užregistruoti panašiomis, to paties lazerio valdomomis, optoelektroninėmis sklendėmis. Platus minėtų impulsų spektras siekė THz diapazono dažnius, todėl šie impulsai buvo pradėti vadinti teraherciniais arba THz impulsais. To paties lazerio impulso panaudojimas ir generavimo, ir registravimo valdymui bei ypač sparčių sklendžių sukūrimas ir pritaikymas leido naudoti itin jautrų - koherentinį detektavimo metodą. Remdamasis Auston'o ir jo kolegų darbais, D. Grischkowsky su bendradarbiais sukūrė daugiau nei šešių eilių dinaminio diapazono spektroskopijos sistemą, padariusią lemiamą įtaką THz diapazono įsisavinimui.

Šiuo metu terahercinė spinduliuotė pradėta aktyviai naudoti fizikos, chemijos ir biologijos tyrimuose, farmacijos pramonėje; planuojama šią spinduliuotę plačiai naudoti identifikuojant sprogmenis, ginklus, narkotikus. Daugeliui cheminių medžiagų ir biologinių objektų yra būdingos sugerties linijos THz diapazone, tačiau tik neseniai atrasti tinkami šio diapazono spinduliuotės šaltiniai ir imtuvai. THz spindulių taikymą lauko sąlygomis smarkiai riboja galingų ir paprastų šio diapazono šaltinių nebuvimas, todėl terahercinės spinduliuotės šaltinių galios ir efektyvumo didinimas šiuo metu yra vienas aktualiausių fizikos uždavinių. Neseniai atrasta, kad THz impulsus spinduliuoja visi lazerio impulsais sužadinti puslaidininkių paviršiai. Kai kurie puslaidininkių paviršiai yra tiek geri THz emiteriai, kad gali pakeisti Auston ir Grischkowsky naudotas optoelektronines sklendes. Po kiek laiko atradus, kad minėti paviršiai magnetiniame lauke spinduliuoja dar efektyviau, fizikai pradėjo intensyviai tyrinėti ir taikyti šį reiškinį.

Neseniai FTMC Ultrasparčiosios optoelektronikos laboratorijoje buvo pastebėta, kad tarp elektronų judrio puslaidininkyje ir THz spinduliuotės sustiprėjimo gali būti tiesioginis ryšys. Ar THz spinduliuotės pokytis priklauso nuo judrio? Ar tarp šių dydžių yra tiesinė priklausomybė? Į šiuos klausimus ir bandyta atsakyti šiame darbe.

***Darbo tikslas.***

Ištirti elektronų impulso relaksacijos įtaką terahercinės emisijos sustiprėjimui magnetiniame lauke.

***Darbo užduotys***

Ištirti serijos GaAs bandinių THz emisiją magnetiniame lauke naudojant laboratorijoje sukurtą metodiką.

Ištirti GaAs bandinių savybes optinio kaupinimo – THz zondavimo metodu.

Ištirti GaAs bandinius van der Pauw metodu ir palyginti gautus rezultatus su THz emisijos magnetiniame lauke ir optinio kaupinimo – THz zondavimo matavimų rezultatais.

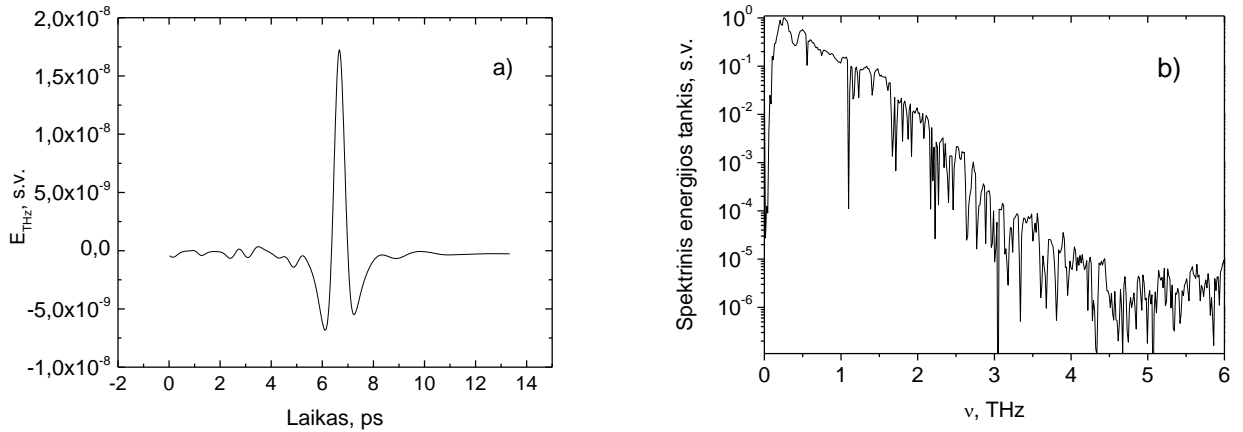
Padaryti išvadą apie THz emisijos magnetiniame lauke metodo tinkamumą elektronų judriui tirti.

## 2. Literatūros apžvalga

### 2.1 Terahercinių dažnių diapazono impulsų gavimo ir registravimo principai

Terahercinių impulsų spektroskopijos stendo pagrindinės dalys yra THz impulsų šaltinis (emiteris) ir THz spinduliuotės imtuvas (detektorius). Abu šie sistemos komponentai dirba kaupinami femtosekundinio lazerio. Lazerio impulsas optiniu dalikliu padalinamas į dvi dalis; pirmoji dalis sužadina emiterį, kuris sugeneruoja THz impulsą. Kiekvienas lazerio impulsas THz emityje sugeneruoja po vieną terahercinį impulsą, kuris nukreipiamas į THz detektorius. Detektoriuje lazerio impulsu sužadintus krūvininkus judėti verčia THz impulso elektrinis laukas. Kuo trumpesnė detektoriuje optiškai sužadintų krūvininkų gyvavimo trukmė, tuo tiksliau (su geresne laikine skyra) bus atvaizduojamas THz impulso elektrinio lauko kitimas laike. Matavimo metu, sąveikaujant terahercinei ir lazerio spinduliuotei, detektoriuje generuojama elektrinių impulsų seka. Šių impulsų pasikartojimo dažnis lygus lazerio impulsų pasikartojimo dažniui; jais pernešamas elektros krūvis yra tiesiog proporcingas THz impulso momentinei elektrinio lauko vertei. Generuojamos elektros srovės kryptis priklauso nuo THz impulso elektrinio lauko krypties. Šios srovės stipris geriausiu atveju siekia kelis nanoamperus, todėl jos registravimui reikalingas labai jautrus prietaisas. Dažniausiai naudojamas sinchroninis stiprintuvas, kuris reikalauja periodinės registruojamo signalo moduliacijos. Pastaroji gali būti įgyvendinama keliais būdais, pavyzdžiui, malūnėliu karpant THz emiterį žadinantį lazerio spindulį arba į emiterį vietoj pastovios įtampos paduodant elektrinių impulsų seką.

2.1.1 pav. matome THz impulsų registravimo įrangą gaunamo THz impulso skleistinę laikę (a) bei šio impulso spektrą, gautą atlikus sparčiąją Furjė transformaciją (b). Iš 2.1.1b pav. matyti, kad didžiąją dalį terahercinio impulso energijos perneša svyravimai, kurių dažnis apytiksliai lygus 0,5 THz. 2.1.1b pav. taip pat rodo, kad didžiausias dažnis, esantis virš sistemos triukšmo lygio yra lygus apie 4 THz. Abi minėtas dažnio vertės didele dalimi nulemia THz detektoriaus laikinė skyra, kuri priklauso nuo lazerio impulso trukmės ir nuo krūvininkų gyvavimo trukmės detektoriaus aktyviojoje medžiagoje.



**2.1.1 pav.** THz sistemos THz impulsas laikinėje skyroje (a) ir FFT spektras (b).

Skirtingai nei šiame darbe, THz impulsų spektroskopijos sistemose emiterio funkcijas dažniausiai atlieka Auston'o sklendės. Auston'o optoelektroninė sklendė paprastai gaminama iš didžiavaržio puslaidininkio, kurio draustinių energijų tarpas mažesnis už žadinimui naudojamo lazerio fotono energiją. Ant puslaidininkio dažniausiai garinami H formos kontaktai su kelių mikrometrų ilgio plyšiu. Prie kontaktų prijungus kelių dešimčių voltų įtampą, sklendėje teka nedidelė tamsinė srovė. Plyšį sužadinus femtosekundiniu lazerio impulsu, srovė per trumpą laiką, palyginamą su lazerio impulso trukme, daug kartų išauga. Šis srovės kitimas nulemia vieno periodo THz impulso išspinduliavimą.

Panagrinėsime paprastą modelį, aprašantį THz impulso generavimą sklendėje. Fotosrovės tankis emiteryje apskaičiuojamas radus lazerio impulso ir sklendės atsako konvoliuciją:

$$j_{em}(t) = P(t) \otimes [n_{em}(t)qv(t)] \quad (2.1.1)$$

kur  $P_{opt}(t)$  – lazerio impulso galia,  $n_{em}(t)$ ,  $v_{em}(t)$ ,  $q$  yra atitinkamai fotosužadintų krūvininkų tankis, greitis ir krūvis, o  $\otimes$  reiškia konvoliucijos produktą. Pagal Drude modelį vidutinis laisvųjų krūvininkų greitis  $v(t)$  elektriniame lauke  $E(t)$  tenkina šią diferencialinę lygtį:

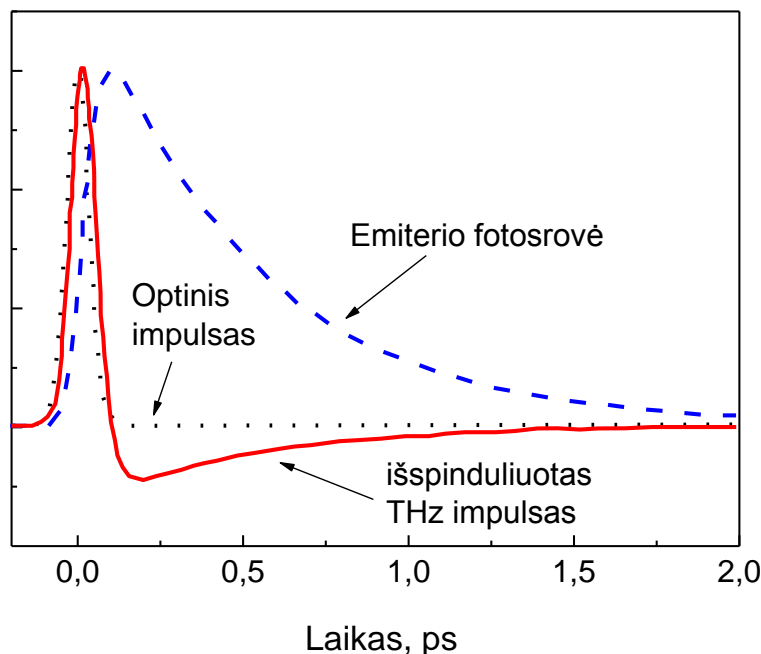
$$\frac{dv(t)}{dt} = -\frac{v(t)}{\tau_s} + \frac{q}{m^*} E(t) \quad (2.1.2)$$

Čia  $\tau_s$  ir  $m^*$  žymi labai svarbius fotolaidžios medžiagos parametrus – krūvininkų impulso relaksacijos trukmę ir efektyvą masę. Emiterio spinduliuojamas THz laukas tolimojoje zonoje bus proporcingas fotosrovės išvestinei:

$$E_{THz}(t) \propto \frac{dj_{em}(t)}{dt} \quad (2.1.3)$$

Išspinduliuojamo THz impulso maksimali elektrinio lauko vertė nulemiama fotosrovės priekinio fronto, kuris yra žymiai trumpesnis nei galinis frontas (2.1.2 pav). Galinis frontas nėra

svarbus išspinduliuojamo impulso amplitudei, todėl THz emiterių gamybai pasirenkamos medžiagos, pasižyminčios pakankamai dideliu krūvininkų judriu bei vidutinės trukmės krūvininkų rekombinacijos trukmėmis.



2.1.2 pav. THz impulso formos skaičiavimo rezultatai.

Optiniu žadinimu sukurto THz bangų šaltinio (dipolio) ilgis siekia kelias dešimtis mikrometrų, o išspinduliuojamų bangų ilgis siekia šimtus mikrometrų, todėl THz bangų šaltinį galime laikyti taškiniu. Siekiant sukoliduoti išspinduliuojamą energiją, toje puslaidininkinės plokštelės pusėje kur nėra metalinių kontaktų, prigludžiamas hemisferinis lęšis. Norint išvengti didelių THz spinduliuotės nuostolių, pastarasis turi būti gaminamas iš skaidrios THz spinduliuotei medžiagos, kurios lūžio rodiklis būtų kiek galima labiau artimas plokštelės lūžio rodikliui. Lazeriu žadinama metalizuota GaAs padėklo pusė, o kitoje pusėje esantis Si lęšis nukreipia THz spinduliuotę apytiksliai lazerio impulso sklidimo kryptimi.

Išoriškai fotolaidus THz detektorius yra labai panašus į emiterį. Analogiškas Si lęšis sufokusuoja THz spinduliuotę į lazerio impulsu žadinamą puslaidininkio paviršiaus plotą, esantį tarp H formos metalinių kontaktų. Jei THz impulsas pasiekia detektorių kol sužadinti krūvininkai dar nespėjo rekombinuoti, šio impulso elektrinis laukas pagreitina sužadintus krūvininkus. Tuomet detektorius išduoda vidutinę srovę, kurios didumas siekia nuo kelių pA iki kelių šimtų nA. Šios srovės didumą galima įvertinti pagal formulę:

$$I(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} E(t)n(t+\tau)dt \quad (2.1.4)$$

čia  $\tau$  – vėlinimas tarp detektorių pasiekiančių optinio ir THz impulsų,  $n(t)$  – fotosužadintų krūvininkų tankis,  $E(t)$  – detektorių pasiekusio THz impulso elektrinis laukas. Akivaizdu, kad (4) konvoliucija leidžia nustatyti tikrąją  $E(t)$  formą tik tada, kai  $n(t)$  – delta funkcija. Tuomet  $I(\tau) \propto E(\tau)$ . Realybėje  $n(t)$  negalima laikyti artima delta funkcijai. Šios funkcijos plotį nulemia lazerio impulso trukmė bei krūvininkų gyvavimo trukmė. Tipiškos plačiausiai naudojamų titano safyro lazerių impulsų trukmės – 80-150 fs. Detektoriuose dažniausiai naudojamo puslaidininkio – ŽT GaAs tipiška fotosužadintų krūvininkų gyvavimo trukmė – 200-500 fs. Trumpos gyvavimo trukmės pasiekiamos puslaidininkyje sukuriant daug defektų, kurie atlieka elektronų gaudyklių funkciją. Deja, dideli defektų tankiai mažina elektronų judrį, o tai nulemia THz detektoriaus jautrio sumažėjimą. ŽT GaAs pasižymi santykinai dideliais judriais, tačiau ir šioje GaAs modifikacijoje galioja apribojimai. THz detektorius „nukerpa“ aukštuosius terahercinio impulso FFT spektro dažnius, o laike THz impulsas visada atrodo „platesnis“ nei iš tikrųjų.

## 2.2 Terahercinės emisijos sustiprėjimas magnetiniame lauke

Pirmą kartą paviršinės terahercinės emisijos sustiprėjimas magnetiniame lauke buvo pastebėtas 1993 metais [1]. Tuomet pastebėtas THz spinduliuotės sustiprėjimas bei poliarizacijos pasikeitimas. Poliarizacijos pokytis buvo stebimas ir kituose darbuose [2,3], kaip ir spinduliuotės intensyvumo sustiprėjimas priklausomai nuo magnetinio lauko stiprumo ir krypties [1,2], žadinančio spindulio energijos ir geometrijos [4], temperatūros [5] ir pačios puslaidininkinės medžiagos [6]. Šių tyrimų eigoje buvo stebima THz emisijos poliarizacija, dažnai vengiant pateikti krūvininkų judėjimo puslaidininkiuose kilmę ir modelį, nors jau pirmajame Zhang ir kt. straipsnyje pateikti pastebėjimai apie krūvininkų judėjimą dėl atsiradusios papildomai juos veikiančios Lorentz'o jėgos. Stebint skirtingą emisijos poliarizaciją vėliau THz spinduliuotės pokyčiai buvo susieti su foto-sužadintų krūvininkų judėjimu puslaidininkiuose. Išsamus THz emisijos pokyčio dėl magnetinio lauko veikimo mechanizmas buvo pasiūlytas 2001 metais Shan ir kt. [7].

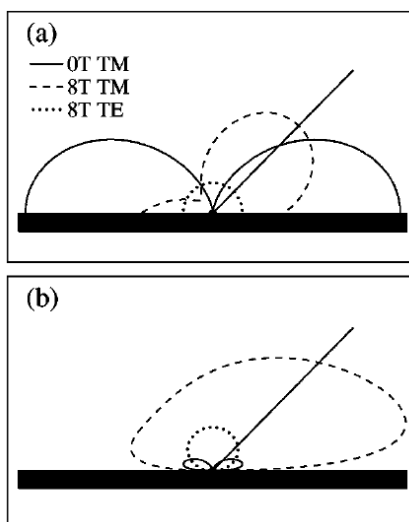
Magnetinio lauko Lorentz'o jėgos poveikis krūvininkams pastebėtas jau 1993, bet jos veikiami krūvininkai neįgauna papildomo pagreičio jų judėjimo kryptimi –statmenai paviršiui. Todėl pagal klasikinį modelį THz spinduliuotės sustiprėjimas neturėtų būti stebimas. Shan ir kt. pasitelkdami Drude-Lorentz modelį demonstravo skirtingos krypties foto-srovių išspinduliavimo efektyvumus [7]. Lygiagreti paviršiui srovė, lyginant su tokia pačia statmena paviršiui srove, išspinduliuoja



žymiai efektyviau. Magnetiniame lauke, Lorentz'o jėga sukuria lygiagrečią paviršiumi srovės komponentę, taip padidinant išspinduliavimo efektyvumą. Tokiu atveju, THz spinduliuotės sustiprėjimas priklauso ne nuo papildomai įgyto pagreičio, bet nuo pasikeitusios srovės krypties. Šiame modelyje spinduliuotės sustiprėjimas taip pat priklauso ir nuo krūvininkų masės bei puslaidininkio dielektrinių savybių.

Corchia grupė rėmėsi ciklotroniniu krūvininkų judėjimu magnetiniame lauke, dėl kurio krūvininkai įgauna papildomą šoninį pagreitį, kuris nulemia THz spinduliuotės sustiprėjimą [8]. Bandymai paaiškinti vykstančius procesus ciklotroniniu judėjimu pastebimi kitų mokslinių grupių ir anksčiau, tačiau krūvininkai dėl sklaidos nepasiekia pilno ciklotroninio judėjimo, ką efektyviai paaiškina Corchia mokslinė grupė per vykstančius sklaidos mechanizmus. Tokiu būdu gautas pilnas ciklotroninis krūvininkų mechanikos modelis, kuris vėliau buvo sėkmingai išvystyta jau minėtos Jonston grupės.

2002 metais Johnston ir kt. pasiūlė giminingą teoriją, naudodami Monte Carlo modelį [9]. Šiame modelyje, Lorentz'o jėga perorientuoja THz spinduliuojantį elektrinį dipolį puslaidininkio paviršiaus atžvilgiu. THz emisijos sustiprėjimas stebimas dėl padidėjusios THz spinduliuotės ištrūkų THz impulsus spinduliuojančiam dipoliui nukrypus nuo paviršiaus normalės. Taikant šį modelį skaičiuotas atskirų krūvininkų judėjimas po foto-sužadavimo. Ypatingas dėmesys teiktas krūvininkų sklaidos (LO fononų, priemaišų ir elektrono-skylės) tikimybėms. Dėl skirtingų medžiagų dielektrinių konstantų bandinio paviršiuje, žymiai pasikeičia THz bangos ištrūka (2.2.1 pav.). Iš esmės Monte Carlo modelis patvirtina Shan mokslinės grupės pateiktą modelį, papildomai įvedant elektrinio dipolio sąvoką krūvininkų judėjimui puslaidininkyje ir THz spinduliavimo mechanizmui apibūdinti.

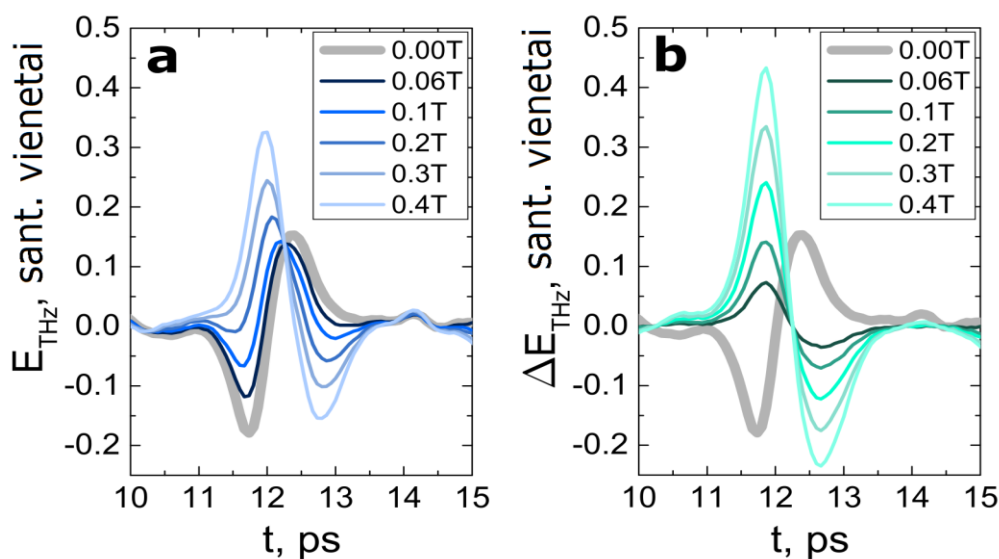


**2.2.1 pav.** THz bangos ištrūka bandinio paviršiuje kai bandinys ir aplinka yra to paties lūžio rodiklio (a) ir skirtingų lūžio rodiklių [ $n_e=1.0$ ,  $n_i=3.5$ ] (b). Adaptuota iš [9].

Sukurta ir kvantinės mechanikos skaičiavimais paremtų modelių. Meinert ir kt. pateiktas teorinis THz generacijos principas GaAs esant statmeniems elektriniams ir magnetiniams laukams [10]. Šiuo atveju dėmesys skiriamas LO fononų sklaidai, laikant juos kompleksiniais sužadimais ir defazavimais, nepasižyminčiais elektrinio dipolio sustiprėjimu. Skaičiuojami daugybiniai mikroskopiniai kvantiniai procesai, kurie suformuoja makroskopines foto-sroves. Modelis paremtas ir eksperimentiniais duomenimis, tačiau netapo populiarus kitų mokslinių grupių tarpe, kadangi klasikiniiais modeliais pakankamai efektyviai aprašomi tie patys makroskopiniai krūvininkų ir jų srovių efektai puslaidininkiuose.

### 2.3 Elektrinio dipolio orientacija magnetiniame lauke

Bandinį sužadinus trumpu lazerio impulsu, sugeneruoti laisvieji krūvininkai bandinyje juda į bandinio gylį dėl nuskurdintame sluoksnyje esančio elektrinio lauko. Magnetinį lauką nukreipus lygiagrečiai bandinio paviršiui, Lorentz'o jėga judantiems krūvininkams suteikia lygiagretų bandinio paviršiui ir statmeną magnetiniam laukui impulsą. Todėl galima teigti, kad mažame magnetiniame lauke THz impulsus spinduliuojantis dipolis pasisuka, nukrypdamas nuo statmenos paviršiui pozicijos [11]. Tačiau dipolį formuojančių krūvininkų judėjimas statmena ir lygiagrečia krūvininkų paviršiui kryptimis pasižymi skirtingomis kinetikomis. Šis skirtumas atsiranda dėl nevienodo jėgų veikimo, tai yra paviršinio elektrinio lauko ir Lorentz'o jėgos.



**2.3.1 pav.** užregistruotas THz impulsas bandiniui esant skirtingo stiprumo magnetiniuose laukuose (a) ir tie patys THz impulsai eliminavus statmeno dipolio įtaką (iš mėlinai pažymėtų kreivių atėmus atėmus pilkai pažymėtą kreivę) (b).

Adaptuota iš [12]

Esant išoriniam magnetiniam laukui, susidaręs THz spinduliuotę skleidžiantis elektrinis dipolis turi dvigubą prigimtį. Paviršinis elektrinis laukas suformuoja statmeną bandinio paviršiui elektrinį dipolį, o Lorentz'o jėga – lygiagretų paviršiui dipolį. Šie du dipoliai išspinduliuoja skirtingą laikinę formą turinčius THz impulsus, o THz spinduliuotės detektoriumi tolimajame lauke užregistruojama abiejų dipolių spinduliuojamų impulsų superpozicija (2.3.1a pav.) Akivaizdu, kad cituotuose darbuose naudojamas „pasvirusio dipolio“ įvaizdis griežtai kalbant nėra tikslus, tačiau patogus aiškinant magnetinio lauko įtaką THz impulsų generavimui puslaidininkiuose. Šiuo atveju, laikome kad  $\tan \theta = p_x/p_y$ , kur  $p_x, p_y$  – atitinkamai lygiagretaus ir statmeno paviršiui elektrinio dipolio momentai.

Kadangi didžioji THz impulso energijos dalis išspinduliuojama elektronams judant balistiškai[13], Paul Langevin lygtis gana tiksliai aprašo elektronų judėjimą [11]. Atskiros lygtis gali būti užrašytos elektronų judėjimui statmenai ir lygiagrečiai paviršiui veikiant paviršinio elektrinio lauko jėgai  $eE$ , ir Lorentz'o jėgai,  $evB$ , atitinkamai. Registruojamo THz impulso amplitudė yra maksimali esant didžiausiam elektronų pagreičiui, tai yra veikiant didžiausiai jėgai.

Po fotosužadinimo statmenai paviršiui veikianti elektrinio lauko jėga ( $F = eE$ ) kinta nežymiai, tuo metu lygiagrečiai paviršiui veikianti Lorentz'o jėga stiprėja augant elektronų greičiui. Didžiausia Lorentz'o jėga tampa elektronams pasiekus dreifinį greitį:

$$v = \frac{eE\tau}{m} \quad (2.3.1)$$

Kur  $\tau$  – impulso relaksacijos trukmė. Iš šių prielaidų seka, kad magnetinio lauko nulemtas elektrinio dipolio polinkis:

$$\theta \approx \frac{F_{\parallel}}{F_{\perp}} \approx \frac{evB}{eE} = \frac{e\tau B}{m} \quad (2.3.2)$$

Tokia pati išraiška gauta [6] darbe, tačiau jo autoriai  $\tau$  vadina magnetinio lauko poveikio trukme nesiedami jos su elektronų sklaidos ypatumais. Šio straipsnio autoriai manė, kad  $\tau$  yra vienodas to paties puslaidininkio bandiniams, o THz spinduliuotės pokytį magnetiniame lauke nulemia šio lauko dydis ir elektronų efektinė masė. Šiame darbe  $\tau$  siejamas su impulso relaksacijos trukme, kas suteikia 2.3.2 lygčiai kitokią fizikinę prasmę. 2.3.2 lygtį galima supaprastinti:

$$\theta = \mu B \quad (2.3.3)$$

Kur  $\mu$  - elektronų judris. Taigi, elektrinio dipolio polinkis išoriniame magnetiniame lauke priklauso nuo elektronų judrio, o ne tik nuo elektronų efektinės masės.

## 2.4 THz emisija iš puslaidininkių paviršiaus

Femtosekundiniu lazerio impulsu sužadintas puslaidininkio paviršius visada išspinduliuoja THz impulsą, tačiau šio proceso efektyvumas bei generacijos mechanizmas labai priklauso nuo puslaidininkio savybių ir lazerio spinduliuotės bangos ilgio. Galima išskirti tris THz spinduliuotės generavimo mechanizmų rūšis: fotosrovės impulsų generavimą, netiesinius optinius efektus bei fotosrovės anizotropijos efektus. Fotosrovės impulsų generavimui būtina sužadinti laisvuosius krūvininkus, o pastarieji gali nulemti dreifo (paviršinio lauko efektas) arba difuzijos srovių (foto-Demberio efektas) pliūpsnius. Netiesiniai optiniai efektai (optinis lyginimas ir elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas) vyksta bet kokio intensyvaus žadinimo sąlygomis, nepriklausomai nuo to, ar sukuriama laisvieji krūvininkai. Visgi, šių krūvininkų sužadinimo atveju, netiesiniai optiniai efektai tampa mažiau svarbūs už srovės anizotropijos efektus.

### *Paviršinio lauko efektas.*

Puslaidininkio paviršiuje lazerio impulsu sužadinus elektronų ir skylių poras, dėl prie paviršiaus esančio stipraus vidinio elektrinio lauko, šie krūvininkai yra sparčiai greitinami, ko pasekoje susiformuoja srovės pliūpsnis ir išspinduliuojama elektromagnetinė THz diapazono banga. Susidariusi kintanti srovė išspinduliuoja vieno svyravimo periodo THz dažnio impulsą [14], aprašomą:

$$\begin{aligned} E_{THz}(t) &= \frac{Z_S J_S(t) \sin \theta_r}{\cos \theta_r + n \cos \theta_t} = \\ &= e Z_S \left[ \frac{\sin \theta_r}{\cos \theta_r + n_S \cos \theta_t} \right] \int_0^\infty n(x, t) v(E_b(x, t)) dx \end{aligned}$$

Čia  $Z_S$  - puslaidininkio impedansas,  $n_S$  - lūžio rodiklis,  $n(x, t)$  - sužadintų krūvininkų tankis,  $E_b$  – paviršinis elektrinis laukas,  $v(E_b(x, t))$  - dreifinis greitis,  $\theta_r$  - atspindžio kampas,  $\theta_t$  - lūžio kampas.

### *Foto-Demberio efektas.*

Lazerio impulsu sugeneruoti elektronai ir skylės, turintys skirtingą judrį, skirtingais greičiais juda gilyn į puslaidininkį, todėl skylių ir elektronų masės centrai atsiskiria. Šis efektas vadinamas foto-Demberio efektu [15].

Foto-Demberio efektas didžiąja dalimi priklauso nuo elektronų judrio ir draustinio energijos tarpo puslaidininkyje. Medžiagos su mažesniu draustiniu energijos tarpu ir didesniu elektronų judriu turėtų stipriau atskirti krūvininkus ir sugeneruoti stipresnį THz signalą [16], tačiau tai galioja ne visuomet. InSb, kuriam būdingas didesnis judris ir mažesnis energijų tarpas, dažnai generuoja silpniau už InAs [17]. Šiuo atveju, daugiau energijos turintys InSb elektronai yra išsklaidomi į šoninius laidumo juostos slėnius, kur tampa gerokai mažiau judrūs. Su parametriniu lazeriu keičiant fotonų energiją galime pastebėti THz generacijos maksimumą, o toliau didinant fotonų energiją, stebimas krūvininkų permetimas į šoninį slėnį, leidžiantis išmatuoti šoninio slėnio energijos tarpą [18].

### *Optinis lyginimas.*

Aukščiau aprašytų efektų atveju sugeneruotas THz impulsas neturėtų priklausyti nuo bandinio azimutinės orientacijos (azimutinis kampas keičiamas sukant bandinį apie ašį, statmeną bandinio paviršiui), tačiau tiriant kai kuriuos puslaidininkius signalo intensyvumas gali pastebimai priklausyti nuo azimutinio kampo. Ši priklausomybė gali būti paaiškinta pasitelkus netiesinės optikos sąvokas.

Medžiagą apšvietus, elektromagnetinė banga yra perspinduliuojama tuo pačiu dažniu atspindžio ir lūžio kampu. Perspinduliuojamas dažnis pastebimai pakinta, kai apšviečiama didesniu intensyvumu. Tokiu atveju, elektromagnetinės bangos elektrinio lauko stipris yra panašus į elektrinio lauko tarp atomo branduolio ir jo elektronų stiprį, kas leidžia elektronams svyruoti kitais dažniais, nei švitinimo dažnis [18].

Paprastai medžiagos poliarizuotumą apibrėžiame kaip netiesinę elektrinio lauko funkciją:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} + \vec{P}_{NL}$$

Kur  $P_{NL}$  - netiesinis poliarizuotumas.

Supaprastintu atveju tariame, kad medžiaga turi tik antros eilės netiesiškumą.

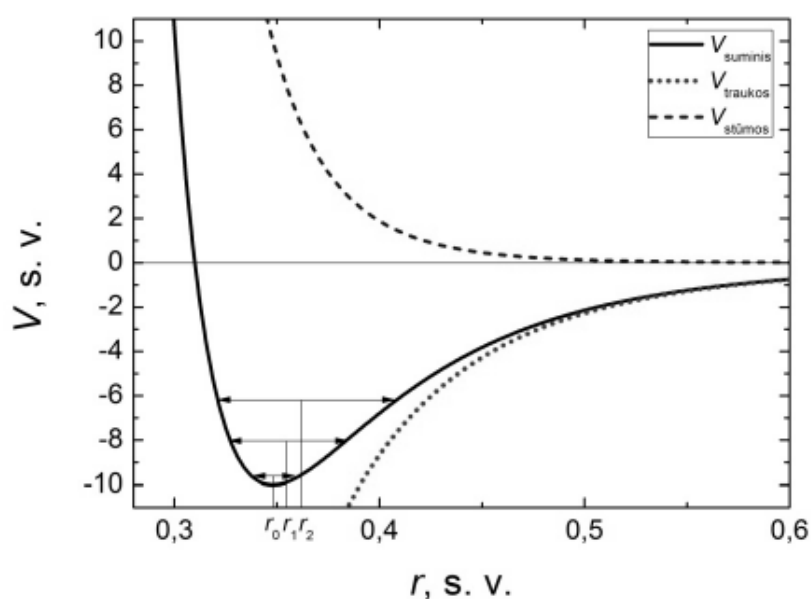
$$P_{NL} = 2\chi^{(2)} E^2$$

Į tokią medžiagą krintanti monochromatinė banga ją poliarizuoja. Netiesinis poliarizuotumas šiuo atveju:

$$P_{NL}(t) = \chi^{(2)} E(\omega) E^*(\omega) + Re\{\chi^{(2)} E(\omega) E(\omega) \exp(i2\omega t)\}$$

Pirmoji dalis – nuo laiko nepriklausantis optinis lyginimas, antroji – antros harmonikos signalas [19]. Iš čia seka, kad esant pakankamam monochromatinės apšvitos intensyvumui, kristalinė gardelė poliarizuoja – optinis signalas yra išlyginamas.

Kokybiškai, elektromagnetinė banga veikia kristalo elektronus, suteikiant jiems energijos virpėti apie pusiausvyrinę padėtį, kaip pavaizduota 2.4.1 pav. Esant stipriai išorinio elektrinio lauko įtakai, svyravimo amplitudė didėja. Žinoma, kad elektrono potencijos energija nuo koordinatų yra asimetrinė, todėl padidėjus svyravimo amplitudei, elektronai nukrypsta nuo pusiausvyros padėties ir efektyviai sukuria dipolinį momentą. Taip gaunamas elektromagnetinis impulsas, dėl optinio impulso poliarizavimo trunkantis panašiai kaip ir optinis impulsas.



2.4.1 pav. Elektronų potencinės energijos priklausomybė nuo koordinatės. Adaptuota iš [18].

### *Elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas.*

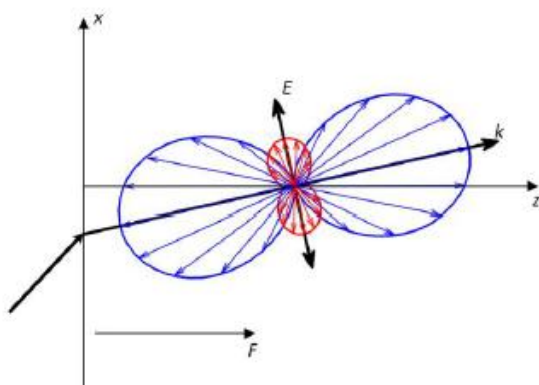
Kai kuriuose puslaidininkiuose, netiesinis antros eilės jautris yra lygus nuliui. Tokiose medžiagose optinis lyginimas turėtų nepasireikšti ir jų THz spinduliuotė nepriklausyti nuo azimutinio kampo. Tačiau netgi puslaidininkiuose, turinčiuose inversijos centrą, pavyzdžiui, germanyje, vis vien stebima stipri priklausomybė nuo azimutinio kampo. Ji paaiškinama trečios eilės netiesiniu jautriu, kitaip - elektriniu lauku indukuotu optinio lyginimo efektu (EFIOR). Šis efektas pasireiškia dėl puslaidininkio paviršiuje esančio elektrinio lauko, kuris pakeičia kristalo potencialą ir tuomet efektinis antros eilės netiesinis elektrinis jautris nebėra lygus nuliui [20]:

$$\chi_{i,j}^{(2),ef} = \chi_{i,j}^{(2)} + \chi_{i,j,k}^{(3)} F_k$$

EFIOR atveju, THz signalo priklausomybė nuo azimutinio kampo dažnai yra panaši į OR priklausomybę. Daugumai puslaidininkių, tiek optinio lyginimo, tiek elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo efektai yra neatsiejami ir pasireiškia gana stipriai [21]. Išmatavus azimutines priklausomybes, galima išskaičiuoti abiejų mechanizmų santykinę dalį. Siauratarpiuose puslaidininkiuose, pavyzdžiui, InAs arba InSb, paviršinė generacija labai stipri, o dėl jų stiprios azimutinės priklausomybės, OR ir EFIOR efektai laikomi pagrindiniais generacijos mechanizmais.

### *Anizotropinis fotolaidumas.*

III-V tipo puslaidininkyje krūvininkus sužadinus tiesiškai poliarizuota šviesa, kurios fotonų energija yra šiek tiek didesnė už draustinę energijų tarpą, elektronų, sužadintų iš sunkių skylių juostos impulsai orientuojasi lūžusio spindulio kryptimi, o elektronų iš lengvų skylių juostos impulsai – statmenai šviesos spinduliui, kaip pavaizduota 2.4.2 pav. Sunkiųjų skylių juostos būsenų tankis kelis kartus didesnis nei lengvųjų, todėl dominuoja išilgai optinio spindulio judantys elektronai. Toks sužadintų elektronų greičių pasiskirstymas vadinamas optiniu lygiavimo efektu. Optinio lygiavimo trukmę nulemia elektrono impulso relaksacijos trukmė.



**2.4.2 pav.** Elektronų impulsų pasiskirstymas. Čia  $E$  – optinio spindulio elektrinis laukas,  $F$  – paviršinis elektrinis laukas,  $k$  – optinio spindulio judėjimo kryptis. Adaptuota iš [18].

Dėl simetrinio elektronų impulsų pasiskirstymo, atstojamoji srovė turėtų būti lygus nuliui. Tačiau yra bent keli mechanizmai, kurie sugriauna elektronų greičių pasiskirstymo simetriškumą ir nulemia fotosrovės impulsų generavimą. Ypatingai šie mechanizmai sustiprėja, kai elektronai sužadinami aukštai laidumo juostoje, kur pati juosta nėra nei parabolinė, nei sferinė. Juostos neparaboliškumas labai svarbus puslaidininkio paviršiuje esant stipriam elektriniam laukui. Pavyzdžiui toks laukas yra p-tipo InAs bandiniuose. Titano safyro lazeriu sužadinus elektronus

šiam puslaidininkyje, pastarieji patenka į neparabolinę laidumo juostos sritį, kur elektronų masė priklauso nuo jų energijos – didėjant energijai, masė taip pat didėja. Šiuo atveju, link paviršiaus keliaujančių elektronų masė didėja, o į gylį keliaujančių elektronų masė mažėja. Dėl optinio lygiavimo dominuojančios elektronų judėjimo kryptys nėra statmenos paviršiui, todėl elektronų masės kitimas nulemia atsiradimą fotosrovės, turinčios statmeną ir lygiagrečią paviršiui komponentes. Pažymėtina, kad lygiagrečioji srovės komponentė lemia efektyvesnę sugeneruotos THz spinduliuotės išspinduliavimą į aplinką, t. y. didesnę THz emisijos efektyvumą.

Pažymėtina, kad netiesiniai optiniai bei fotosrovės anizotropijos efektai lemia abiejų, paviršiui statmenos ir lygiagrečios, srovės komponentių atsiradimą. Siekiant ištirti magnetinio lauko nulemtą lygiagrečią komponentę, šiame darbe buvo stengiamasi kiek įmanoma sumažinti netiesinius optinius bei fotosrovės anizotropijos efektus mažinant žadinančios spinduliuotės intensyvumą. Nesant magnetinio lauko, atliekant GaAs ir InAs bandinių tyrimus dominavo paviršinio lauko efektas, lemiantis statmenus paviršiui fotosrovę ir elektrinį dipolį.



### 3. Tyrimo metodika

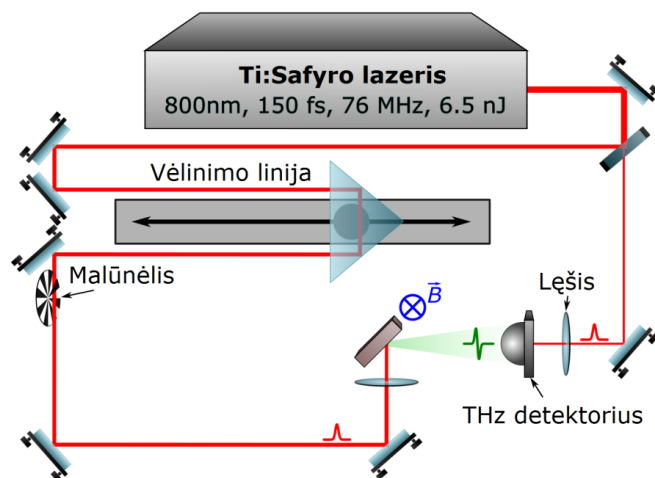
#### 3.0 Aparatūra

Be optinės sistemos komponentų, darbui atlikti reikalingi šie prietaisai : sinchroninis detektorius-stiprintuvas (Stanford Research Systems SR830 DSP Lock-In Amplifier), oscilografas (Tektronix TDS 2022), vėlinimo linijos valdymo blokas (Ekspla SM-4), kompiuteris, įtampos šaltinis. Sinchroninis detektorius-stiprintuvas apdoroja THz detektoriaus išduodamą srovę ir išduoda analoginį bei skaitmeninį signalus. Skaitmeninis signalas siunčiamas į kompiuterį, o analoginis - į oscilografą. Vėlinimo linijos valdymo blokas gali būti kontroliuojamas iš kompiuterio arba rankiniu būdu. Atliekant matavimą, eksperimento automatizavimo programa Labview aplinkoje matavimų rezultatus surašo į tekstinę bylą, kurioje yra 2 duomenų stulpeliai: vėlinimo trukmės (pikosekundėmis) bei THz detektoriaus vidutinės srovės, (amperais).

#### 3.1 THz impulsą išspinduliuojančio dipolio orientacijos magnetiniame lauke metodas

Šio metodo matavimuose naudojamas panašus eksperimentinis išdėstymas kaip ir THz spektroskopijos sistemos, su keliais esminiais pakeitimais (3.1.1 pav.). Pirmasis svarbus pakeitimas – THz emiterio nebuvimas. Šiuose matavimuose naudojami puslaidininkio paviršinės generacijos THz impulsai, gaunami apšvietus bandinį optine spinduliuote. Šiuo atveju bandinys atlieka ir THz impulsų generatoriaus funkciją, taip pat leidžiant stebėti dinaminis krūvinikų efektus puslaidininkyje. Matavimuose naudojamas Ti:Safyro lazeris, generuojantis 800 nm bangos ilgio 150 fs trukmės impulsus. Lazerio spindulys fokusuojamas į 1,5 mm plotį bandinio paviršiuje. Bandinys apšviečiamas 45° kampu, o sugeneruoti THz impulsai detektuojami kvazi-atspindžio kryptimi. Generuojamas THz impulsas yra trumpas laikinėje skyroje, tačiau turintis platų spektrą, kurio centrinis dažnis – 0,5 THz. Signalo registravimas vyksta THz laikinės spektroskopijos metodu, naudojant poliarizacijai jautrią puslaidininkinę anteną (Teravil Ltd.). Kaip ir su THz emiteriu, besiplečiančiai THz spinduliuotei surinkti ir kolimuoti detektoriaus kryptimi naudojamas teflono lęšis, statomas tarp bandinio ir detektoriaus. Antras svarbus pakeitimas – išorinio magnetinio lauko sukūrimas bandinio aplinkoje. Išoriniui magnetiniui laukui generuoti naudojamas elektromagnetas, su 0,3 T magnetiniu lauku ir galimybe keisti jo stiprį ir poliškumą. Magnetinis laukas yra statmenas lazerio spinduliui ir lygiagretus bandinio paviršiui. Trečias skirtumas – bandinį žadinantis optinis spindulys naudojamas ir THz impulsų generacijai, kadangi bandinys yra ir

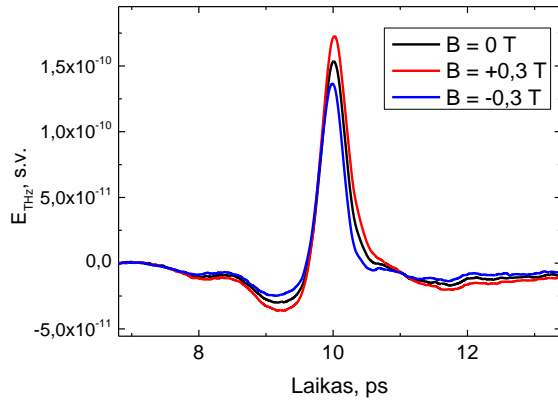
emiteris, ir tyrimo objektas dėl THz paviršinės generacijos principų, todėl sistemoje naudojami dvi optinės šakos, palyginus su trimis šakomis optinio kaupinimo – THz zondavimo sistemose.



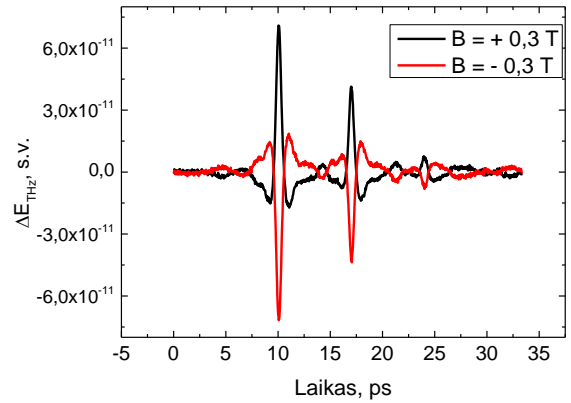
**3.1.1 pav.** Eksperimentinis išdėstymas THz impulsą išspinduliuojančio dipolio orientacijos magnetiniame lauke metodui.

Eksperimento eigoje puslaidininkinio bandinio išspinduliuojamas THz impulsas išmatuojamas laikinėje skyroje be magnetinio lauko ir esant +/- 0,3 T išoriniams magnetiniams laukams. Paprastai matomas THz emisijos sustiprėjimas ir susilpnėjimas, lyginat su impulsu be magnetinio lauko, priklausomai nuo magnetinio lauko poliaus krypties (3.1.2 pav.). Kadangi magnetinis laukas pakeičia spinduliuojančio dipolio kampą, detektoriaus užfiksuotas signalas yra konstruktyvios arba destruktivos interferencijos iš statmeno paviršiui ir lygiagretaus paviršiaus dipolio komponentės suma, matoma kaip THz spinduliuotės sustiprėjimas arba susilpnėjimas atitinkamai.

Žvelgiant į lygiagrečiosios komponentės įnašą svarbus yra THz impulso pokytis esant išoriniui magnetiniui laukui, pateiktas 3.1.3 pav. Dipolio polinkis, tai yra dipolio lygiagreti paviršiui komponentė, yra tiesiogiai proporcingas registruojamam THz impulso pokyčiui. Daugelyje atvejų magnetinio lauko polio pakeitimas esant tam pačiam magnetinio lauko stiprumui pakeičia tik THz impulso pokyčio poliškumą, nekeičiant jo laikinės formos ir amplitudės.



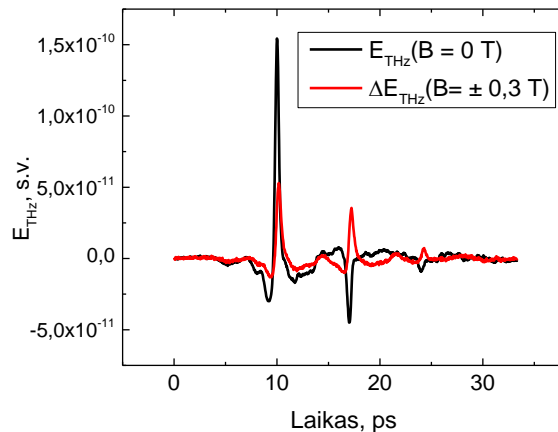
**3.1.2 pav.** THz impulsas esant skirtingo polio magnetiniui laukui.



**3.1.3 pav.** THz impulso pokytis esant skirtingo polio magnetiniui laukui.

Turint THz impulsą be magnetinio lauko, t.y. statmeną paviršiui dipolio komponentę, ir THz impulso pokytį dėl magnetinio lauko, t.y. lygiagrečią paviršiui dipolio komponentę, galima įvertinti elektrinio dipolio kampa dėl išorinio magnetinio lauko (3.1.4 pav):

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \theta = a\mu B \quad (3.1.1)$$



**3.1.4 pav.** THz impulsas be magnetinio lauko ir pulso pokytis esant išoriniui magnetiniui laukui.

### 3.2 Hall'o efektas. Van der Pauw metodas.

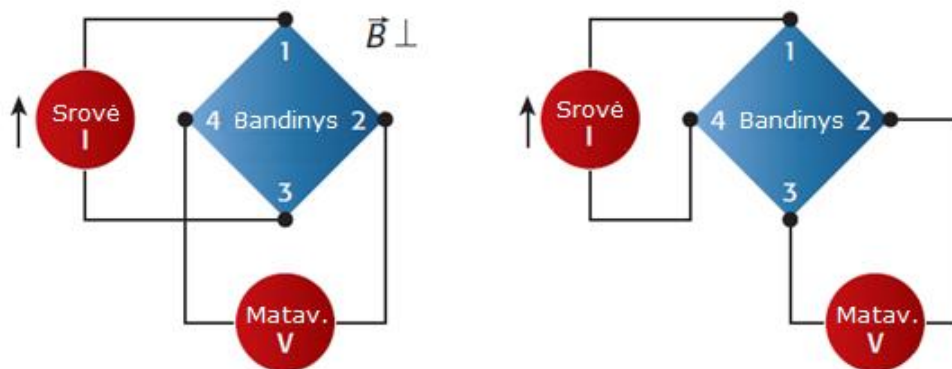
Hall'o efekto matavimai visų pirma buvo plačiai naudojami silicio medžiagų charakterizavimui puslaidininkinėje elektronikoje. Vėliau, suformavus krūvininkų judėjimo teoriją šioje medžiagoje, šie tyrimai nebebuvo reikalingi industriniuose tyrimuose. Tačiau šių dienų puslaidininkinės medžiagos yra ganėtinai įvairios ir jų charakterizavimui (pvz. krūvininkų koncentracijai ir jų judrio nustatymui), Hall'o efekto matavimai yra labai parankūs. Šiuo metodu taip pat galima stebimi ir

kiti procesai [22]– magnetinės varžos profiliavimas, kvantuoti Hall’o efekto reiškiniai ir kt. Šiame darbe svarbiausias yra krūvininkų judrio nustatymas šiuo metodu.

Norint išmatuoti krūvininkų judrumą, visų pirma matuojama Hall’o įtampa,  $V_H$ , per bandinį leidžiant srovę,  $I$ , ir esant statmenam magnetiniui laukui,  $B$ . Tekanti per bandinį srovė ir magnetinis laukas sukuria papildomą skersinę srovę. Šios srovės sukurtas potencialas yra matavimui reikalinga Hall’o įtampa, matuojama skersai esančio bandinio. Taip pat reikalingi bandinio parametrai – sluoksnio storis,  $d$ , ir tūrinė varža,  $\rho$ , matuojama van der Pauw metodu. Tokiu atveju, bandinio krūvininkų judris,  $\mu$ :

$$\mu = \frac{|V_H d|}{\rho I B} \quad (3.2.1)$$

Tiek Hall’o įtampos, tiek van der Pauw matavimams atlikti naudojama labai panašus eksperimentinis išstatymas, kurios principinė schema pavaizduota 3.2.1 pav. Abiem atvejais naudojami 4 kontaktai bandinio kraštiniuose kampuose per kuriuos paleidžiama srovė ir matuojama gauta įtampa. Hall’o efektui srovė paleidžiama per priešpriešus kontaktus, o įtampa matuojama tarp likusių kontaktų. Van der Pauw matavimui srovė teka per gretutinius kontaktus, o įtampos matavimas vyksta per priešingus šalia esančius kontaktus. Svarbus pastebėjimas dėl magnetinio lauko – Hall’o efektui būtinas išorinis magnetinis laukas, o van der Pauw matavime jis nepageidautinas.



**3.2.1 pav.** Hall’o efekto įtampos (kairėje) ir van der Pauw (dešinėje) matavimų principinė schema. Adaptuota iš [22].

Matavimų patikimumui užtikrinti, matavimai atliekami keletą kartų, kiekvienam matavimui keičiant prijungtos srovės krypties, išorinio magnetinio lauko poliariškumo ir naudojamų kontaktų kombinaciją. Tokiu būdu atliekami aštuoni Hall’o efekto įtampos matavimai, kurių pagalba suskaičiuojama Hall’o įtampa,  $V_H$  (3.2.2 pav.). Tuo pat metu skaičiuojamos kontaktų varžos, kurių rekomenduojama tolerancijos riba yra 3%, arba 5% esant mažo laidumo bandiniams, taip užtikrinant bandinio ominių kontaktus.

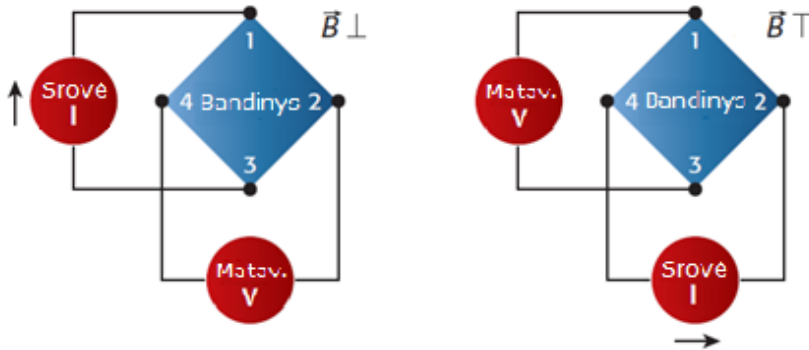
$$V_C = V_{24P} - V_{24N}$$

$$V_E = V_{13P} - V_{13N}$$

$$V_D = V_{42P} - V_{42N}$$

$$V_F = V_{31P} - V_{31N}$$

$$V_H = (V_C + V_D + V_E + V_F)/8 \quad (3.2.2)$$



3.2.2 pav. Hall'o efekto įtampos matavimo skirtingų konfigūracijų pavyzdžiai. Adaptuota iš [22].

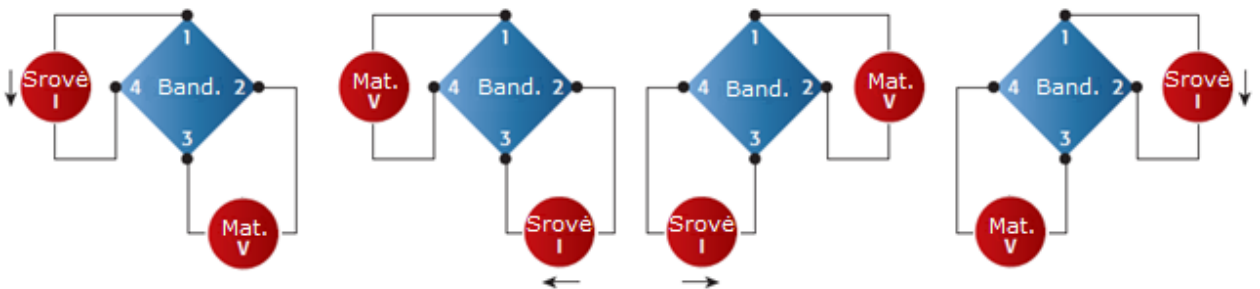
Van der Pauw matavimu nustatome sluoksnio varžą ir tūrinę jo varžą. Atliekami keturi matavimai su skirtingomis srovės ir kontaktų kombinacijomis (3.2.3 pav.). Šiuo atveju gaunamos charakteringos varžos  $R_A$  ir  $R_B$ , o panaudojus van der Pauw lygtį suskaičiuojama sluoksnio varža,  $R_S$ , ir tūrinė varža,  $\rho$ . Turint visus duomenis, pagal 3.2.1 lygtį nustatomas krūvininkų judris,  $\mu$ .

$$R_A = (R_{21.34} + R_{12.43} + R_{43.12} + R_{34.21})/4$$

$$R_B = (R_{32.41} + R_{23.14} + R_{14.23} + R_{41.32})/4$$

$$e^{(-\frac{\pi R_A}{R_S})} + e^{(-\frac{\pi R_B}{R_S})} = 1$$

$$\rho = R_S d \quad (3.2.3)$$



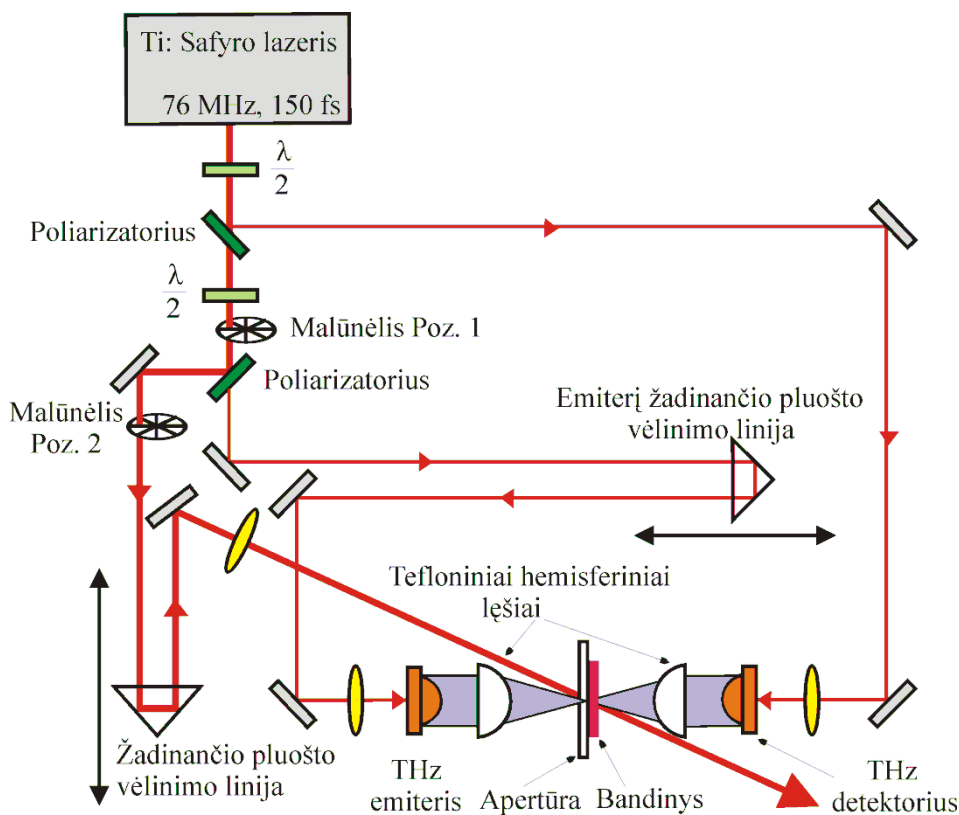
3.2.3 pav. Van der Pauw matavimu konfigūracijos. Adaptuota iš [22].

Atliekant matavimus svarbu užtikrinti ominių taškinius kontaktus, bandinio vientisumą ir storį, ir temperatūros dėl elektrinės srovės pastovumą. Ominiai kontaktai patikrinami Hall'o efekto įtampos matavimų metu. Temperatūros svyravimų dėl srovės paprastai sunku išvengti, todėl stengiamasi matavimus atlikti prie labai mažų srovių.

### 3.3 Optinio žadinimo ir terahercinio zondavimo metodas

Optinio žadinimo ir terahercinio zondavimo eksperimento metu matuojamas fotosužadintų krūvininkų nulemtas pralaidumo terahercinei spinduliuotei pokytis. Puslaidininkiuose THz fono energijos dažniausiai neužtenka sužadinti rezonansiniams perėjimams, todėl tiriant THz sugertį, nereikia atsižvelgti į tokius netiesinius efektus kaip indukuota sugertis ar draustinės juostos renormalizacija, kurie labai apsunkina krūvininkų kinetikos tyrimus taikant optinio žadinimo ir optinio zondavimo metodikas.

Optinio žadinimo ir terahercinio zondavimo eksperimento metu optinis impulsas padalinamas į tris skirtingos galios impulsus (3.3.1 pav.). Pirmas impulsas fotolaidžiame emiteryje sužadina terahercinius impulsus. Antras impulsas tiriamajame bandinyje sužadina elektronus. Sugeneruoti laisvi krūvininkai sugeria THz spinduliuotę ir moduliuoja bandinio pralaidumą THz spinduliuotei. Trečiasis impulsas labai trumpam laiko tarpui įjungia fotolaidų ŽT GaAs detektorių, kuris skenuoja THz impulsą. Žingsnis po žingsnio paankstinant šį impulsą ir kiekvieną kartą išmatuojant THz impulso spektrą, galima stebėti fotosužadintų krūvininkų bandinyje įtakotą sugertį ir jos kitimą laike.



3.3.1 pav. Optinio žadinimo ir terahercinio zondavimo stendas

Pagal Drude modelį, kompleksinis krūvininkų lūžio rodiklis  $n^*$  aprašomas plasmonų osciliatoriaus lygtimi:

$$n^*(\omega)^2 = n(\infty)^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau_s)} \quad (3.3.1)$$

kur  $\omega_p^2 = N e^2 / (\epsilon_0 m^*)$ ,  $m^*$  - efektinė krūvininko masė,  $\tau_s$  - jo sklaidos periodas,  $N$  - krūvininkų tankis. Krūvininkų judris yra susijęs su čia minėtais dydžiais:  $\mu = e \tau_s / m$ . Kadangi paprastai elektronų efektinė masė daug kartų mažesnė nei skylių, jų indėlis į THz bangų sugertį dominuoja. Taigi, optinio žadinimo ir terahercinio zondavimo metodu galime tikėtis iširti fotosužadintų elektronų tankio ir efektinės masės kinetikas, nustatyti elektronų judrį. Dažnai taikomas ir supaprastintas matavimo metodas: matuojami ne THz spinduliuotės spektrai, bet tik THz impulso amplitudė. Padarius prielaidą, kad bandinyje sužadinti krūvininkai nekeičia THz impulso formos, užtenka matuoti THz signalo vertę kuriuo nors laiko momentu. Tos vertės santykinį pokytį žymėsime  $\Delta T(t)/T(t)$ . Jis šitaip susijęs su aukščiau minėtais elektronų plazmos parametrais:

$$-\frac{\Delta T}{T} = \frac{NZ_0 e \delta \mu}{1+n} \quad (3.3.2)$$

kur  $n$  medžiagos lūžio rodiklis THz spinduliuotei,  $\delta$  - lazerio spinduliuotės įsiskverbimo gylis,  $Z_0$  - laisvos erdvės impedansas lygus  $377 \Omega$ .

## 4. Eksperimento rezultatai

### 4.0 Bandinių aprašymas

Bandymų metu naudoti trijų tipų puslaidininkiai: epitaksiniai sluoksniai, pusiau izoliuojantys padėklai ir laidūs padėklai. Epitaksinių GaAs sluoksnių auginimuose buvo keičiama temperatūra juos legiruojant siliciu (4.1.1 lent.).

Bandinys	Storis, $\mu\text{m}$	Legiravimo temperatūra, $^{\circ}\text{C}$
vg0004	1,0	1104
vg0005	1,5	1048
vg0009	12	nelegiruotas

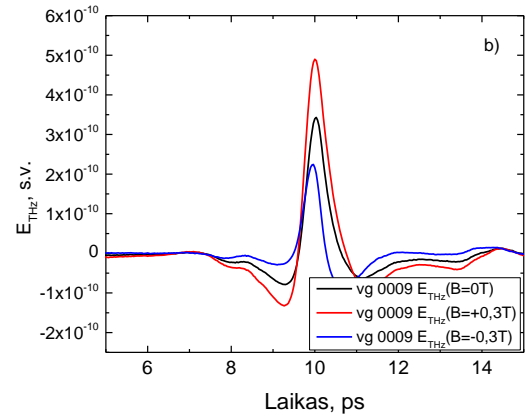
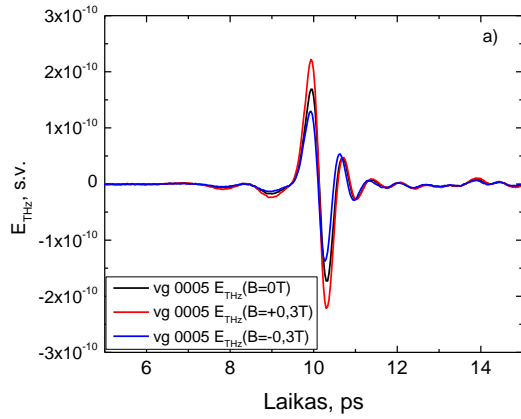
**4.0.1 lent.** Epitaksinių GaAs bandinių auginimo storiai ir jų legiravimo temperatūra

Pusiau izoliuojančių ir laidžių padėklų storiai – 350  $\mu\text{m}$ . Naudoti padėklai yra komercinės prekės, naudojamos epitaksinių sluoksnių auginimui.

### 4.1 THz emisijos sustiprėjimas magnetiniame lauke. Dipolio kampo metodas

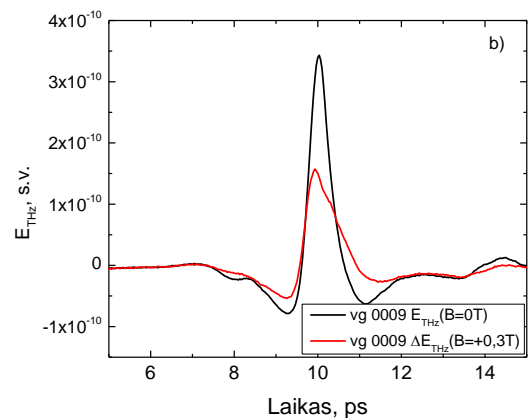
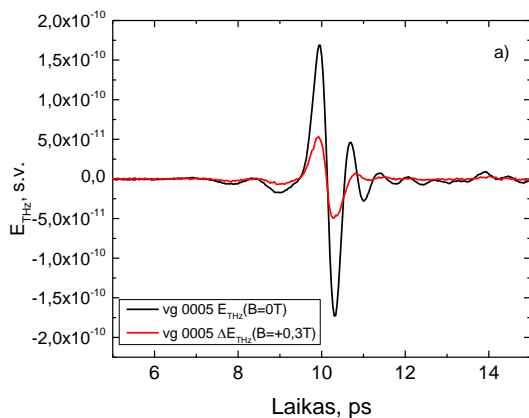
Bandymų metu išmatuotos trys serijos bandinių: epitaksiniu būdu išauginti sluoksniai, pusiau izoliuojantys padėklai ir laidūs padėklai. THz emisijos matavimai be magnetinio lauko ir su išoriniu magnetiniu lauku pateikti 4.1.1 pav. THz impulsas be magnetinio lauko (juoda linija) yra išspinduliuojamas statmeno bandinio paviršiui elektrinio dipolio. Pridėjus išorinį magnetinį lauką, THz impulsas (raudona ir mėlyna linijos) sustiprėja arba susilpnėja, priklausomai nuo magnetinio lauko krypties. Šis detektoriaus užfiksuotas impulsas yra suma dviejų vienas kitam statmenų elektrinių dipolių išspinduliuotų THz impulsų. Dėl skirtingos dipolių prigimties, dažnai matomas laikinis poslinkis registruojamame signale, kaip 4.1.1b dalyje. Tiek THz impulso sustiprėjimas, tiek susilpnėjimas yra ekvivalentūs savo amplitude, kadangi keičiasi magnetinio lauko poliškumas, nekeičiant jo stiprio.



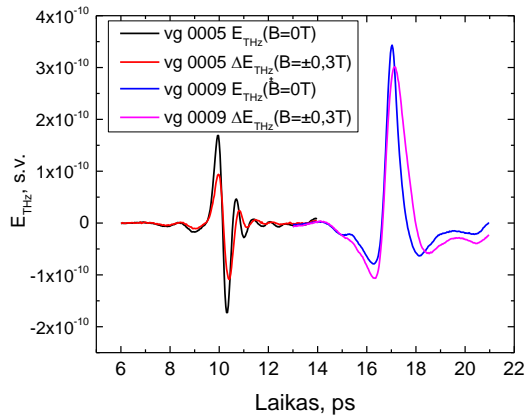


**4.1.1 pav.** vg0005 (a) ir vg0009 (b) bandinių THz impulsai be magnetinio lauko ir skirtingo poliškumo magnetiniuose laukuose.

Matavimuose registruojamas THz impulsas magnetiniame lauke susideda tiek iš statmeno paviršiaus dipolio, tiek iš lygiagretaus paviršiumi dipolio THz spinduliuotės. Išorinis magnetinis laukas nekeičia statmeno paviršiumi dipolio, todėl jo indėlių galima įvertinti ir atskirti lygiagretaus paviršiumi elektrinio dipolio THz spinduliuotę, kuri yra lygi THz impulso magnetiniame lauke pokyčiui,  $\Delta E_{\text{THz}}$ , nuo THz impulso be magnetinio lauko,  $E_{\text{THz}}$ . 4.1.2 pav. atvaizduotos šių dviejų impulsų formos. Dėl lygiagretaus paviršiumi dipolio santykinai mažesnės signalo amplitudės, žymiai patogiau yra vaizduoti dvigubą impulso pokytį,  $\Delta E_{\text{THz}}(B=\pm 0,3\text{T})$ , susidedantį iš THz impulso pokyčio abiejų poliškumų magnetiniuose laukuose (4.1.3 pav.). Tokiu būdu taip pat iš dalies panaikinami galimi optinės spinduliuotės intensyvumo svyravimai matavimuose.



**4.1.2 pav.** vg0005 (a) ir vg0009 (b) bandinių THz impulsai iš statmeno paviršiumi dipolio (juoda linija) ir lygiagretaus paviršiumi dipolio (raudona linija).

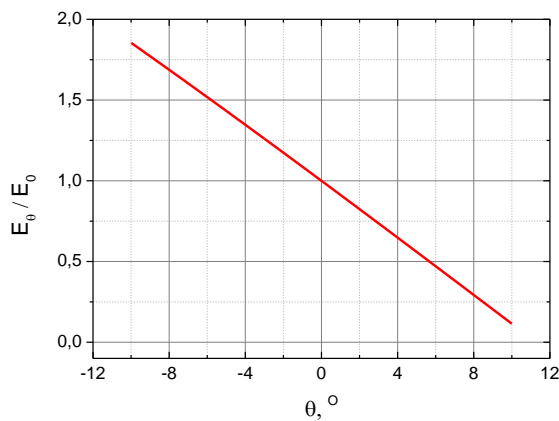


**4.1.3 pav.** skirtingos laikinės formos THz impulsų pavyzdžiai ir jų dvigubi impulso pokyčiai dėl magnetinio lauko.

Siekiant eksperimento metu gautus THz impulso pokyčius susieti su elektrinio dipolio pasvirimo kampų  $\theta$  buvo pasiremta I. Beleckaitės straipsnyje [12] pateiktu matematinio modeliu, ir išvesta priklausomybė tarp THz impulso amplitudės  $E_\theta$  ir pasvirimo kampo  $\theta$ :

$$\frac{E_\theta}{E_0} = \cos\theta - \sin\theta \times \cot\alpha_2 \quad (4.1.1)$$

kur  $E_0$  - THz impulso, kurį išspinduliuoja statmenas bandinio paviršiumi dipolis, amplitudė,  $\alpha_2$  - elektromagnetinės spinduliuotės lūžio kampas puslaidininkyje, apskaičiuojamas iš Snelio dėsnio,  $\sin\alpha = n\sin\alpha_2$ . Kai šviesos kritimo kampas  $\alpha = 45^\circ$ , GaAs lūžio rodiklis  $n = 3,6$ , gaunam  $\alpha_2 = 11,3^\circ$ , o  $\cot\alpha_2 = 5,01$ . Normuotos THz impulso amplitudės priklausomybė nuo impulsus spinduliuojančio dipolio pasvirimo kampo  $\theta$  pavaizduota 4.1.4 pav. Matome, kad esant nedideliems  $\theta$  kampams, ši priklausomybė yra tiesinė.



**4.1.4 pav.** Priklausomybė tarp normuotos THz impulso amplitudės ir šiuos impulsus spinduliuojančio elektrinio dipolio pasvirimo kampo.

Eksperimentinės  $E_{THz}$  ir teorinės  $E_\theta$  vertės siejasi šiuo sąryšiu:

$$\frac{\Delta E_{THz}}{E_{THz}} = \frac{E_{\theta}}{E_0} - 1 \quad (4.1.2)$$

$\Delta E_{THz}/E_{THz}$  ir  $\theta$  vertės pateiktos 4.1.1 lentelėje. Gautos kampų vertės leidžia patvirtinti mažų kampų aproksimaciją, naudotą išvedant THz impulsus išspinduliuojančio dipolio orientacijos metoda.

Bandinys	$\Delta E_{THz}/E_{THz}$	$\theta$
vg 0004	0,27	3,2°
vg 0005	0,32	3,7°
vg 0009	0,48	5,6°
InP:Fe	0,16	1,8°
GaAs (111)	0,54	6,4°
n-GaAs (n17)	0,05	0,6°

4.1.1 lent. Bandinių serijos dipolio polinkis ir  $\Delta E/E$  parametras priklausantis nuo judrio.

## 4.2 Hall'o efektas. Van der Pauw metodas

Hall'o efekto matavimų metu gaunamas puslaidininkinių bandinių krūvininkų judris ir koncentracija. Matomas Hall'o efektas priklauso nuo naudojamos srovės ir magnetinio lauko, tačiau šio darbo metu naudotas permanentinis magnetas užtikrina magnetinio lauko pastovumą. Matavimų patikimumui užtikrinti srovė keičiama per tris eiles (4.2.1 lent.), kadangi esant tam tikram srovės diapazonui galimas judrio matavimas yra sumažėjęs. Šio darbo metu naudojamų bandinių serijos matavimai pateikti 4.2.2 lentelėje. Bandinių judris yra plačiame diapazone nuo 1220 iki 8580  $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ , o koncentracijos nuo  $10^9$  iki  $10^{17}$  eilės.

Srovė, mA	Judris, $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	Koncentracija, $\text{cm}^{-3}$
0,1	3090	$8,9 \times 10^{17}$
1	3190	$8,7 \times 10^{17}$
10	3170	$8,7 \times 10^{17}$

4.2.1 lent. Bandinio patikimumo matavimui naudojamų srovių pavyzdys ir matavimų rezultatai.

Bandinys	$\mu$ , $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	N, $\text{cm}^{-3}$
vg 0004	4680	$1,5 \times 10^{17}$
vg 0005	5640	$2,7 \times 10^{16}$

<b>vg 0009</b>	8580	$5,6 \times 10^{14}$
<b>InP:Fe</b>	1220	$2,5 \times 10^9$
<b>GaAs (111)</b>	5000	$1,0 \times 10^{14}$
<b>n-GaAs (n17)</b>	4990	$4,0 \times 10^{17}$

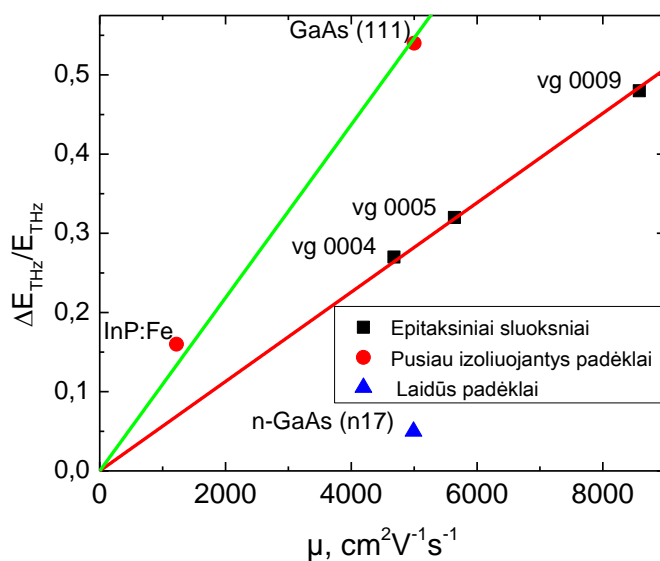
**4.2.2 lent.** Bandinių serijos judriai ir koncentracijos išmatavus Van der Pauw metodu.

### 4.3 Dipolio kampo ir Van der Pauw metodų palyginimas

Šiame skyrelyje eksperimentiškai nustatytas THz impulso magnetiniame lauke pokytis  $\Delta E/E$ , palygintas su tų pačių bandinių Van der Pauw metodu išmatuotomis judrio vertėmis  $\mu$  (4.3.1 lent.). Patvirtinant dipolio kampo metodo tinkamumą, stebima koreliacija tarp  $\Delta E_{THz}/E_{THz}$  ir  $\mu$  verčių (4.3.1 pav.). Taigi, THz impulso sustiprėjimas magnetiniame lauke priklauso ne tik nuo efektinės krūvininkų masės, bet nuo jų judrio. Taip pat matomas skirtingas koreliacijos koeficientas (Pearson'o  $r$  vertė) skirtingoms bandinių grupėms: epitaksinių sluoksnių ( $r = 0.999$ ), pusiau-izoliuojančių padėklų ( $r = 0.998$ ) ir laidžių padėklų. Šis skirtumas atsiranda dėl bandinių grupių nevienodos elektromagnetinės bangos ištrūkos, remiantis Drude-Lorentz modeliu. Patvirtinus 2.3.3 formule numatytą proporcingumą, kyla klausimas, kiek ši formulė, kuri išvesta didžiavaržių padėklų atvejui yra tiksli? Remiantis GaAs (111) bandinio THz emisijos rezultatais ir pritaikius 2.3.3 formulę gaunama  $3600 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  elektronų judrio vertė. Pasitelkus sudėtingesnius skaičiavimus, 2.3.3 formulę galima patikslinti. Sprendžiant diferencialinių Langevino lygčių sistemą elektronų balistiniam judėjimui elektriniame ir magnetiniame laukuose (skaičiavimus atliko Ieva Beleckaitė) nustatyta, kad THz impulsas išspinduliuojamas elektronams nepasiekus savo stacionarios greičio vertės, o didžiausia Lorencio jėga yra apie  $0,67\text{eV}$ . Atsižvelgus į tai ir pakoregavus 2.3.3 formulę, gauname  $5400 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  GaAs (111) bandinio elektronų judrio vertę, kuri yra labai artima bandinio gamyklos specifikacijai.

Bandinys	$\Delta E_{\text{THz}}/E_{\text{THz}}$	$\theta$	$\mu, \text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	$N, \text{cm}^{-3}$
vg 0004	0,27	3,2°	4680	$1,5 \times 10^{17}$
vg 0005	0,32	3,7°	5640	$2,7 \times 10^{16}$
vg 0009	0,48	5,6°	8580	$5,6 \times 10^{14}$
InP:Fe	0,16	1,8°	1220	$2,5 \times 10^9$
GaAs (111)	0,54	6,4°	5000	$1,0 \times 10^{14}$
n-GaAs (n17)	0,05	0,6°	4990	$4,0 \times 10^{17}$

**4.3.1 lent.** Dipolio kampo metodo ir Van der Pauw metodų rezultatai.  $\Delta E/E$  parametrai, dipolio kampas, krūvininkų judris ir koncentracija naudotiems bandiniams.

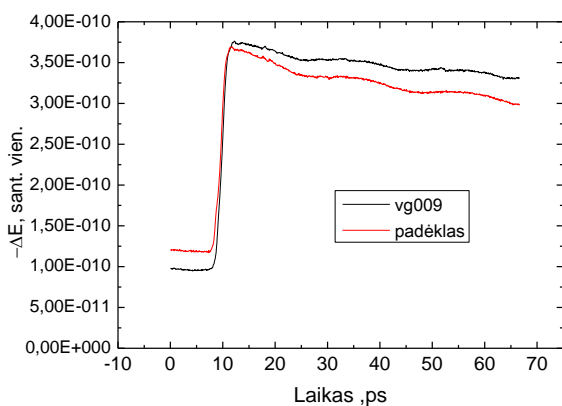
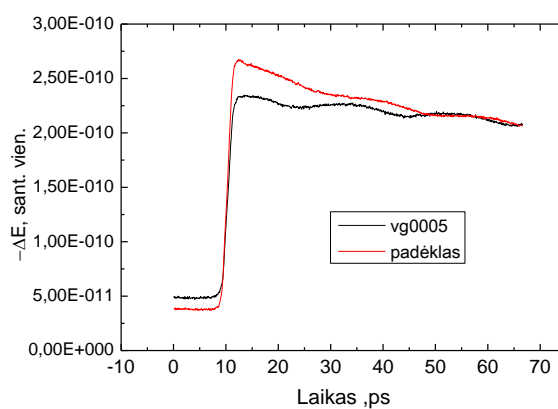
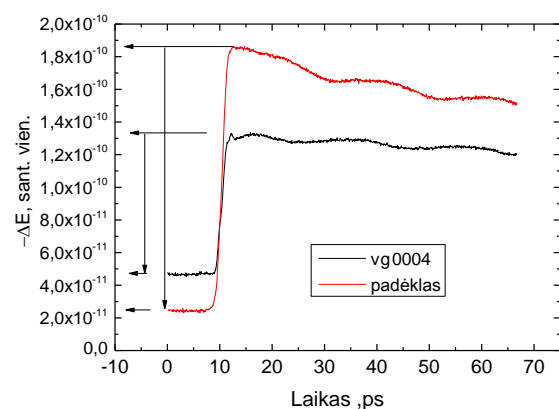


**4.3.1 pav.** Dipolio kampo metodo  $\Delta E/E$  parametro ir Van der Pauw metodo judrio,  $\mu$ , koreliacija bandinių grupėms. Raudona linija koreliacija su epitaksiniais sluoksniais, žalia linija koreliacija su pusiau izoliuojančiais bandiniais. Matomas skirtingas koreliacijos koeficientas tarp skirtingų bandinių grupių.

#### 4.4 Optinio žadinimo ir THz zondavimo tyrimų rezultatai

Paveiksle 4.4.1 pavaizduotos bandinių vg0004, vg0005 ir vg0009 OPTP matavimų kreivės. Kadangi visi trys bandiniai pasižymi skirtinga THz spinduliuotės sugertimi patogiausia yra lyginti to paties bandinio matavimo rezultatus jį žadinant iš abiejų pusių – sluoksnio ir padėklo. Visų trijų bandinių padėklai – vienodi, todėl žadinant iš padėklo pusės tikėtina gauti vienodos formos kreives,

o signalo amplitudė turi būti proporcinga bandinio pralaidumui. Po sužadavimo šis pralaidumo sumažėja; šis sumažėjimas paveikslė pavaizduotas vertikaliomis rodyklėmis. Pagal (3.3.2) formulę sumažėjimo dydis yra proporcingas elektronų judriui todėl, žinant elektronų judrį padėkle, galima įvertinti ir sluoksnio elektronų judrį. Jei šios prielaidos būtų teisingos, turėtume pripažinti, kad vg0004 sluoksnyje elektronų judris yra apie 2 kartus mažesnis nei vg0005 sluoksnyje. Šis rezultatas nekoreliuoja nei su Hall'o, nei su THz emisijos pokyčių matavimų rezultatais. Panašūs neatitikimai užfiksuoti ir atliekant didžiavaržių padėklų OPTP tyrimus. Tokia situacija šiek tiek stebina, nes OPTP metodas taikomas gana dažnai ir dar nebuvo suabejota (3.3.2) formulės teisingumu. Nors, reiktų pažymėti, kad šios metodikos pagrindinis tikslas yra krūvininkų gyvavimo trukmių, o ne elektronų judrio tyrimai.



**4.4.1 pav.** vg bandinių serijos OPTP matavimų rezultatai.

Juoda linija žymimi epitaksinių sluoksnių, raudona – padėklų matavimų rezultatai.

## Išvados

1) THz emisijos pokyčio dydis magnetiniame lauke priklauso nuo krūvininkų judrio. Didesnis judris lemia didesnius THz impulso pokyčius. Norint įsitikinti, kad tarp minėtų dydžių yra tiesinis ryšys, reikalingas daug didesnis eksperimentinių duomenų kiekis. Gauti rezultatai tiesinės priklausomybės nepaneigė.

2) THz emisijos pokyčio dydį gali lemti ne tik magnetinio lauko stipris ir elektronų judris – darbe atlikti eksperimentai parodė, kad kelių mikrometrų storio sluoksniuose šis pokytis yra šiek tiek mažesnis nei didžiavaržiuose padėkluose, o smarkiai legiruotų padėklų THz emisija labai silpnai priklauso nuo magnetinio lauko.

3) THz emisijos pokyčio magnetiniame lauke matavimas gali būti labai perspektyvus didžiavaržių padėklų ir epitaksinių sluoksnių elektrinių savybių tyrimuose. Šis metodas ne tik daug spartesnis už įprastus Holo matavimus, bet ir leidžia matuoti labai didelės varžos puslaidininkių elektronų judrį.

## Summary

### ELECTRON MOMENTUM RELAXATION TIME INFLUENCE ON THE TERAHERTZ EMISSION ENHANCEMENT IN MAGNETIC FIELD

By Mingaudas Karevicius

In 1993 it was discovered, that terahertz (THz) emission varies greatly by applying external magnetic field close to semiconductor surface. It was suggested that THz emission enhancement depends on the effective mass of electrons in a semiconductor, thus different materials have varying enhancement coefficients. Research in our laboratory suggests that this coefficient also depend on electron momentum relaxation time, given different enhancement coefficients in same type of semiconductor.

A novel method for determination of the terahertz pulse emitting dipole orientation by terahertz emission was developed. The method is based on the measurements of THz emission in reflection geometry, allowing for the determination of electric dipole tilt angle,  $\theta$ . In small magnetic fields, photoexcited electrons move perpendicular and parallel to the surface, where the forces responsible for the movement are due to electric field force and Lorentz force, respectively. Thus, the magnetic field induced change of dipole tilt angle,  $\theta$ :

$$\theta \approx \frac{F_{\parallel}}{F_{\perp}} \approx \frac{ev_{\perp}B}{eE} = \frac{e\tau B}{m} \quad (1)$$

Since majority of THz energy is emitted during ballistic movement of electrons,  $\tau$  is electron momentum relaxation time, and equation (1) can be simplified:

$$\theta = a\mu B \quad (2)$$

The aim of this work was to determine this relationship using newly introduced method and compare it with carrier mobility values measured by already established methods. A series of high-resistance semiconductor substrates and epitaxially grown samples were measured. The determined values were compared with electron mobility values obtained by standard van der Pauw method. A strong correlation was found between both methods. THz enhancement depends on carrier mobility,  $\mu$ . However, different series of samples have different coefficients,  $a$ , associated with them. We conclude, that determination of THz pulse emitting dipole orientation by THz emission method is a viable tool for the investigation of electron mobility in semiconductor substrates and epitaxial layers on top of them. It is fast and easier to implement than traditional methods, and it also allows to measure very high resistance samples.



## Literatūra

---

1. X.-C. Zhang, Y. Jin, T. Hewitt, T. Sangsiri, L. Kingsley, M. Weiner, „Magnetic switching of THz beams“, *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2003 (1993)
2. Sarukura, N., Ohtake, H., Izumida, S., and Liu, Z. L., „High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics“. *J Appl Phys.* **84**(1): 654–656 (1998)
3. S. Izumida, S. Ono, Z. Liu, H. Ohtake, N. Sarukura, „Intense THz-radiation sources using semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses in a magnetic field“, *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **8** (1999), p. 71
4. D. Some and A. V. Nurmikko, „Ultrafast photoexcited cyclotron emission: Contributions from real and virtual excitations“, *Phys. Rev. B* **53**, R13295 (1996).
5. R. McLaughlin, A. Corchia, M. B. Johnston, Q. Chen, C. M. Ciesla, D. D. Arnone, G. A. C. Jones, E. H. Linfield, A. G. Davies, and M. Pepper, „Enhanced coherent terahertz emission from indium arsenide in the presence of a magnetic field“, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2038 (2000).
6. C. Weiss, R. Wallenstein, and R. Beigang, „Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces“, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 4160 (2000).
7. J. Shan, C. Weiss, R. Wallenstein, R. Beigang, and T. F. Heinz, „Origin of magnetic field enhancement in the generation of terahertz radiation from semiconductor surfaces“, *Opt. Lett.* **26**, 849 (2001).
8. A. Corchia, R. McLaughlin, M. B. Johnston, D. M. Whittaker, D. D. Arnone, E. H. Linfield, A. G. Davies, M. Pepper., „Effects of magnetic field and optical fluence on terahertz emission in gallium arsenide“, *Physical Review B* **64**:20 (2001)
9. M. B. Johnston, D. M. Whittaker, A. Corchia, et al., „Theory of Magnetic-Field Enhancement of Surface-Field Terahertz Emission,“ *J. Appl. Phys.* **91**(4), 2104–2106 (2002)
10. G. Meinert, L. Banyai, P. Gartner, and H. Haug, „Theory of THz emission from optically excited semiconductors in crossed electric and magnetic fields“, *Phys. Rev. B* **62**, 5003 (2000).
11. C.K. Williams, T.H. Glisson, M.A. Littlejohn, J.R. Hauser, "Ballistic transport in GaAs", *Electron Device Letters IEEE*, vol. **4**, no. **6**, pp. 161-163 (1983)
12. I. Beleckaitė, R. Adomavičius, „Determination of the terahertz pulse emitting dipole orientation by terahertz emission measurements“, priimtas į *J. Appl. Phys.* (numatoma paskelbimo data 2019-06-14, V. 125, I. 22)
13. M. B. Johnston, D. M. Whittaker, A. Corchia, A. G. Davies, and E. H. Linfield, „Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces“, *Phys. Rev. B* **65**, 165301 (2002)

- 
14. Zhang, X.-C & B. Hu, B & T. Darrow, J & H. Auston, D. (1990). „Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces“, *Applied Physics Letters*. **56**. 1011 – 1013 (1990)
  15. Dekorsy T, Auer H, Bakker HJ, Roskos HG, Kurz H. „THz electromagnetic emission by coherent infrared-active phonons“ *Phys Rev B Condens Matter*. 1996 Feb 15; **53(7)**:4005-4014.
  16. D. Dragoman, M. Dragoman, „Terahertz fields and applications“, *Progress in Quantum Electronics*, Volume 28, Issue **1**, (2004), Pages 1-66,
  17. Ping Gu, Masahiko Tani, Shunsuke Kono, Kiyomi Sakai and X.-C. Zhang, „Study of terahertz radiation from InAs and InSb“, *Journal of Applied Physics* **91**, 5533 (2002)
  18. A. Arlauskas, „Puslaidininkinių medžiagų ir jų darinių tyrimas terahercinės spinduliuotės sužadinimo ir pikosekundinio fotolaidumo spektroskopijos metodais“, *Vilniaus Universitetas* (2015)
  19. Robert W. Boyd, „Nonlinear Optics“, 3rd Edition, Academic Press, pp. 640 (2008)
  20. T. A. Germer, K. W. Kołasiński, J. C. Stephenson, L. J. Richter, „Depletion-electric-field-induced second-harmonic generation near oxidized GaAs(001) surfaces“, *Phys. Rev. B*, **55**, 10694 (1997)
  21. V. L. Malevich, A. Krotkus, A. Bičiūnas and V. Pačebutas, „Terahertz emission from femtosecond laser illuminated (112) surfaces of InSb“, *J. Appl. Phys.*, **104**, 113117 (2008)
  22. R. Green, „Hall Effect Measurements in Materials Characterization“, *Keithley White Paper* (2001)