

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

YURY MALEVICH

FOTOLAIDUMO ANIZOTROPIJOS IR TERAHERCINIŲ  
IMPULSŲ GENERAVIMO PUSLAIDININKIUOSE DINAMIKA

Daktaro disertacijos santrauka  
Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius 2016

Disertacija rengta 2011 – 2016 metais Fizinių ir technologijos mokslų centre, Vilniuje, Lietuvoje

Disertacija ginama eksternu

Mokslinis konsultantas – dr. Ramūnas Adomavičius (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika – 02P).

Disertacija ginama Vilniaus universiteto Fizikos mokslų krypties taryboje:

Pirmininkas – prof. habil. dr. Arvydas Matulionis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika – 02P).

Nariai:

doc. dr. Ramūnas Aleksiejūnas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02P);

dr. Mindaugas Gedvilas (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08T);

prof. dr. Vincas Tamošiūnas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02P);

prof. dr. Jean-Louis Coutaz (Savojos universitetas, Prancūzija, fiziniai mokslai, fizika – 02P).

Disertacija bus ginama viešame Fizikos mokslo krypties posėdyje 2017 m. sausio 10 d. 15 val. Fizinių ir technologijos mokslų centre, seminarų salėje (D401 kab.), Saulėtekio al. 3, Vilniuje, Lietuvoje.

Disertacijos santrauka išsiuntinėta 2016 m. gruodžio 9 d.

Disertaciją galima peržiūrėti Vilniaus universiteto, Fizinių ir technologijos mokslų centro bibliotekose ir VU interneto svetainėje adresu: [www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius](http://www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius).

VILNIUS UNIVERSITY  
CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

YURY MALEVICH

TRANSIENT ANISOTROPIC PHOTOCONDUCTIVITY AND  
TERAHERTZ PULSE GENERATION FROM SEMICONDUCTORS

Summary of doctoral dissertation  
Physical Sciences, Physics (02 P)

Vilnius 2016

Doctoral dissertation was prepared during 2011 – 2016 at Center for Physical Sciences and Technology, Vilnius, Lithuania.

Dissertation is defended extramurally.

Scientific adviser: Dr. Ramūnas Adomavičius (Center for Physical Sciences and Technology, Physical Sciences, Physics – 02P).

Dissertation will be defended in united Vilnius University and Center for Physical Sciences and Technology council of physical sciences:

Chairman – Prof. Habil. Dr. Arvydas Matulionis (Center for Physical Sciences and Technology, Physical Sciences, Physics – 02P).

Members:

Assoc. Prof. Dr. Ramūnas Aleksiejūnas (Vilniaus universitetas, Physical Sciences, Physics – 02P);

Dr. Mindaugas Gedvilas (Center for Physical Sciences and Technology, Technology Sciences, Material Engineering – 08T);

Prof. Dr. Vincas Tamošiūnas (Vilniaus University, Physical Sciences, Physics – 02P);

Prof. Dr. Jean-Louis Coutaz (University of Savoie, France, Physical Sciences, Physics – 02P).

The dissertation will be defended under open consideration in the council of physics on 10 th January, 2017, 3 p.m. at the Center for Physical Science and Technology, seminar room (number D401), Saulėtekio al. 3, Vilnius, Lithuania.

The summary of the dissertation was distributed on 9th of December, 2016.

The dissertation is available in Vilnius University, Center for Physical Science and Technology libraries and in VU web site: [www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius](http://www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius).

## Turinys

Įvadas	6
Tyrimo tikslas	8
Darbo uždaviniai	8
Mokslinis naujumas	8
Ginamieji teiginiai	8
1 skyrius. Pikosekundinis puslaidininkių laidumas	10
2 skyrius. Terahercinė puslaidininkių spektroskopija	13
3 skyrius. Fotolaidumo anizotropijos įtaka terahercinių impulsų generavimui kubinės gardelės puslaidininkiuose.	16
4 skyrius. Anizotropinis pikosekundinis fotolaidumas, nulemtas fotosužadintų elektronų pasiskirstymo impulsų erdvėje.	22
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	30
Summary	32
Literatūra	34
Publikacijų sąrašas disertacijos tema ISI sąrašo leidiniuose	37
Informacija apie autorių	38

## Įvadas

Viena iš nuostabiausių puslaidininkio savybių – jo sugebėjimas keisti elektrinį laidumą veikiant šviesai. Šis, fotolaidumu vadinamas reiškinys, žinomas jau seniai ir yra plačiai taikomas puslaidininkių optoelektronikoje, lazerių fizikoje, šviesolaidiniame ryšyje ir t. t. Femtosekundinės trukmės lazerio impulsų generavimo ir detektavimo sistemų atsiradimas nulėmė metodikų, tinkamų tirti ultrasparčių elektronų pernašos procesus šviesa sužadintuose puslaidininkiuose, sukūrimą. Pastaruoju metu šie metodai plačiai taikomi tiriant subpikosekundinės trukmės fotolaidumo reiškinius. Šie tyrimai leidžia geriau suprasti fizikinius fotolaidumo mechanizmus ir stimuliuoja naujų puslaidininkinių optoelektronikos prietaisų kūrimą.

Naudojant femtosekundinių impulsų lazerines sistemas iširta balistinė elektronų pernaša [1], elektrinių laukų ekranavimas šviesa sužadintais krūvininkais [2], koherentinės plazminės osciliacijos [3], subpikosekundinė krūvininkų relaksacija laidumo zonoje [4,5] ir kiti efektai.

Pastaruoju metu intensyviai tiriamas terahercinės spinduliuotės (THz) generavimas, nulemtas lazerio impulsais sužadintų srovės impulsų atsiradimo puslaidininkiuose [6,7]. Šis efektas taikomas koherentinėje terahercinių dažnių spektroskopijoje generuojant plataus spektro THz impulsus. Laikinės skyros THz spektroskopijos metodai pasirodė pakankamai efektyvūs tiriant krūvininkų relaksaciją tarp juostų ir juostų viduje, tarpšlėninių perėjimų dinamiką, elektronų balistinio judėjimo reiškinį.

Teoriniai elektronų pernašos puslaidininkiuose tyrimai daugiausia remiasi kinetinės lygties sprendimu. Deja, ši lygtis išsprendžiama tik paprastesniais atvejais, ji neįskaito realios juostinės puslaidininkio struktūros, sklaidos mechanizmų įvairovės, krūvininkų šilimo, elektrinių laukų ekranavimo šviesa sužadintais krūvininkais ir kitų efektų. Todėl pikosekundinio fotolaidumo dinamikos modeliavimui įprasta naudoti Monte Karlo metodą, kuris leidžia analizuoti šviesa sužadintų krūvininkų pernašos ypatybes subpikosekundinėje laiko skalėje.

Nagrinėjant fotolaidumo reiškinį dažniausiai neįskaitomas šviesa sužadintų krūvininkų pradinis pasiskirstymas pagal impulsą, kuris lemia elektronų pasiskirstymo

impulsų erdvėje anizotropiją [8]. Kvazistacionaraus žadinimo atveju šis efektas nėra svarbus, kadangi anizotropinė krūvininkų pasiskirstymo impulsų erdvėje dalis relaksuoja per kelis šimtus femtosekundžių po fotosužadavimo. Visgi šis efektas gali daryti didelę įtaką femtosekundiniu lazeriu žadinamo pikosekundinio laidumo dinamikai, pvz.: inicijuoti kubinės gardelės puslaidininkų anizotropiją. Anizotropinio fotolaidumo efektas pasireiškia šviesa sužadintų krūvininkų balistinio judėjimo stadijoje, t. y. per pirmuosius kelis šimtus femtosekundžių po sužadavimo lazerio impulsu, todėl gali daryti reikšmingą įtaką THz spinduliuotės generavimui.

Ultrasparčių elektronų pernašos procesų tyrimas svarbus fundamentine prasme, kadangi leidžia gauti unikalią informaciją apie puslaidininkų savybes. Iš kitos pusės, šiuolaikinių prietaisų veikimo sparta bei jų miniatiūrizacija pasiekė tokį lygį, kad esminį vaidmenį jų veikime vaidina tokie efektai, kaip balistinė pernaša, elektronų kaitimas elektriniame lauke, erdvinis kvantavimas ir kt. Todėl šiuolaikinei opto- ir mikroelektronikai labai svarbus supratimas reiškinių, vykstančių iškart po puslaidininkų sužadavimo itin trumpais optiniais impulsais.

## **Tyrimo tikslas**

Šio darbo tikslas – ištirti pikosekundinę fotolaidumo anizotropiją ir jos įtaką terahercinės spinduliuotės generacijai kubinės gardelės puslaidininkiuose, žadinamuose femtosekundiniais lazerio impulsais.

## **Darbo uždaviniai:**

Sukurti keičiamo bangos ilgio optinio žadinimo ir THz zondavimo stendą anizotropinio fotolaidumo tyrimams;

Ištirti anizotropinio fotolaidumo indėlį į THz generacijos anizotropiją;

Optinio žadinimo – THz zondavimo metodu ištirti šviesa sužadintų puslaidininkių pralaidumo THz impulsams anizotropiją.

Ištirti pikosekundinio fotolaidumo anizotropijos priklausomybę nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio.

## **Mokslinis naujumas**

Pirmą kartą tiriama femtosekundiniais lazerio impulsais sužadintų ir impulsų erdvėje orientuotų krūvininkų sąlygota kubinės gardelės puslaidininkių pikosekundinio fotolaidumo anizotropija.

Parodyta, kad fotolaidumo anizotropija didele dalimi lemia THz generacijos anizotropiją siauratarpiuose puslaidininkiuose.

Pirmą kartą nustatyta ir paaiškinta pikosekundinio fotolaidumo anizotropijos priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio.

## **Ginamieji teiginiai**

1. Kubinės gardelės puslaidininkius žadinant poliarizuota femtosekundinio lazerio spinduliuote laidumo juostos neparaboliškumas ir fotosužadintų elektronų orientacija impulsų erdvėje nulemia pikosekundinio fotolaidumo anizotropiją, kuri pasireiškia paviršiui lygiagrečios fotolaidumo komponentės atsiradimu.
2. Paviršiui lygiagreti fotosrovės komponentė, atsirandanti dėl anizotropinio fotolaidumo, nulemia generavimą THz impulsų, kurių amplitudė priklauso nuo kampo tarp optinės spinduliuotės poliarizacijos vektoriaus ir kristalografinių



puslaidininkio ašių; paviršiui lygiagrečios fotosrovės komponentės atsiradimu paaiškinamos abi išmatuotos sugeneruotų THz impulsų amplitudės priklausomybės: azimutinė ir nuo žadinančių fotonų energijos.

3. Pikosekundinio fotolaidumo anizotropija ne monotoniškai priklauso nuo žadinančios femtosekundinės spinduliuotės bangos ilgio, o labiausiai išryškėja, kai elektronai žadinami į būsenas, kurių energija yra netoli tarpšlėninės sklaidos slenksčio.

## 1. Pikosekundinis puslaidininkų fotolaidumas

Disertacija susideda iš keturių skyrių, įvado, išvadų ir cituojamos literatūros sąrašo.

Pirmame skyriuje aprašomas puslaidininkų fotolaidumo modelis, apžvelgiama fotosrovės formavimosi dinamika puslaidininkius sužadinus femtosekundiniais lazerio impulsais, pateikiama pagrindinių metodų, taikomų tiriant šviesa sužadintų krūvininkų generavimą, relaksaciją ir pernašą subpikosekundinėje laiko skalėje, apžvalga.

Pirmojo skyriaus pirmajame poskyryje nagrinėjami fotolaidumo reiškinių nulemiantys fizikiniai mechanizmai. Pažymima, kad fotolaidumą gali lemti ne tik krūvininkų generacija, bet ir jų judrio priklausomybė nuo energijos. Pastarasis efektas tampa esminiu, kai krūvininkai sužadinami į didelės energijos būsenas, o jų judriai smarkiai skiriasi nuo pusiausvirųjų elektronų ir skylių judrių. Sužadinti elektronai relaksuoja į laidumo juostos dugną per laiko tarpą artimą energijos relaksacijos trukmei  $\tau_e$ , todėl judrio pasikeitimo santykinis indėlis į fotolaidumą bus proporcingas parametrai  $\tau_e / \tau_r$  ( $\tau_r$  – nepusiausvirųjų krūvininkų gyvavimo trukmė).

Antrame poskyryje aprašomi anizotropinio fotolaidumo kubiniuose puslaidininkiuose fizikiniai mechanizmai. Fotolaidumo anizotropiją galima paaiškinti taikant fenomenologinį metodą. Homogeniškame puslaidininkyje fotosrovė tiesiog proporcinga pastoviam elektriniam laukui ir proporcinga optinės spinduliuotės lauko kvadratui. Todėl fotolaidumą galima laikyti trečios eilės netiesiniu efektu, o fotosrovę aprašyti lygybe [9]

$$j_i = s_{ijkl} F_j E_k E_l, \quad (1)$$

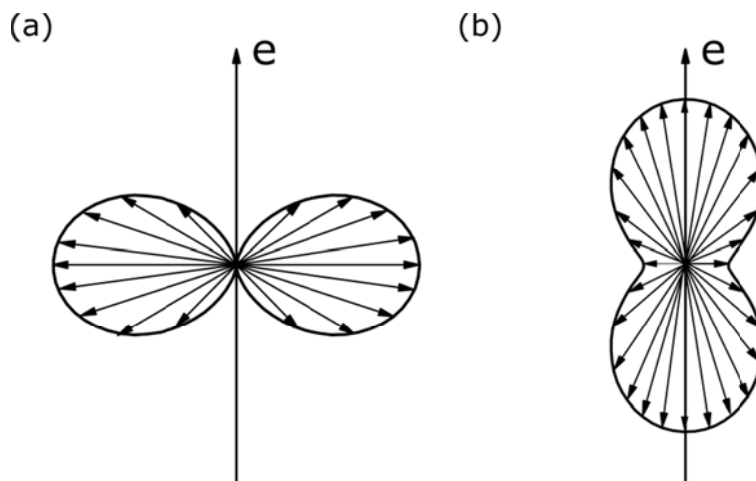
kur  $F_i$  ir  $E_i$  – atitinkamai pastovus ir šviesos bangos elektrinis laukas,  $s_{ijkl}$  – fotolaidumo tenzorius.

Iš (1) išraiškos seka, kad bendru atveju fotosrovės kryptis nesutampa su pastovaus lauko kryptimi. Tai gali nulemti statmenos pastoviam elektriniam laukui foto evj atsiradimą. Kitas anizotropinio fotolaidumo sąlygotas efektas – pastoviam laukui lygiagrečios fotosrovės komponentės priklausomybė nuo elektromagnetinės bangos poliarizacijos orientacijos pastovaus lauko ir kristalografinių ašių atžvilgiu.

Kubinės gardelės puslaidininkų anizotropinį fotolaidumą gali lemti keletas mechanizmų. Vienas iš mechanizmų pasireiškia daugiaslėniuose puslaidininkiuose; jį

nulemia nevienodas slėnių užpildymas elektronais, kurie sužadunami poliarizuota šviesa iš priemaišinių lygmenų [9]. Nagrinėtas ir priemaišinio fotolaidumo mechanizmas, nulemtas impulsinio anizotropinio elektronų, sužadintų iš priemaišinių lygmenų, pasiskirstymo ir šių elektronų impulso relaksacijos trukmių priklausomybės nuo energijos [10]. Panašus anizotropijos mechanizmas gali pasireikšti ir tarpzoninės poliarizuotos šviesos sugerties atveju [11]. Šiuo atveju fotosužadintų elektronų pasiskirstymo anizotropiją nulemia šių elektronų pasiskirstymas impulsų erdvėje (1 pav.) [8]. Šis efektas, iššaukiantis karštąją liuminescenciją puslaidininkiuose, yra sąlygotas ryšio tarp sužadinto elektrono impulso ir impulso valentinėje juostoje, o taip pat tarpjuostinių optinių perėjimų atrankos taisyklių. Stacionaraus žadinimo atveju kambario temperatūroje anizotropinio fotolaidumo efektas yra labai mažas, nes jis proporcingas parametrai  $\tau_2 / \tau_r = 1$ , kur  $\tau_2$  – elektronų pasiskirstymo funkcijos antros sferinės harmonikos relaksacijos trukmė, nulemianti anizotropijos laipsnį.

Trečiame poskyryje aptariamos ultratrumpais lazerio impulsais žadinamų puslaidininkių fotolaidumo ypatybės, pateikiami pagrindiniai šviesa sužadintų krūvininkų relaksacijos procesų ir pernašos subpikosekundinėje laiko skalėje tyrimo metodai.



1pav. Būsenų tankio pasiskirstymas pagal sužadintų elektronų impulsų kryptį. Vektorių ilgis rodo atitinkamos impulso poliarizacijos elektronų būsenų tankį. Žadinančios šviesos poliarizacija nukreipta išilgai vektoriaus  $\mathbf{e}$ . Sužadinimo iš sunkių (a) ir lengvų (b) skylių juostos atvejai. Erdvinis pasiskirstymas gaunamas atvaizduotus pasiskirstymus sukant apie šviesos poliarizacijos vektorių.

Pradinėje fotosužadintų krūvininkų relaksacijos stadijoje gali pasireikšti fotolaidumo ypatybės, susijusios su balistinės pernašos efektais, fotosužadintų elektronų kaitimu ir tarpslėniniais perėjimais. Pirmuosius kelis šimtus femtosekundžių po sužadavimo lazerio impulsu šie efektai gali lemti netrivialią fotosrovės dinamiką. Pavyzdžiui, pakankamai stiprus elektrinis laukas gali sąlygoti elektronų kaitimą ir iššaukti elektronų greičio pliūpsnio (velocity overshoot) efektą [12]. Šis efektas pasireiškia tuo, kad pirmuosius kelis šimtus femtosekundžių po sužadavimo, kol elektronai dar juda kvazibalistiame režime, jų dreifinis greitis gali kelis kartus viršyti jų stacionaraus greičio vertę.

Femtosekundiniu impulsu sugeneruotų krūvininkų pasiskirstymo funkcijos ultrasparčią relaksaciją galima ištirti puslaidininkį zonduojant plačiajuosčiu femtosekundiniu optiniu impulsu, matuojant šio impulso pralaidumo spektro pokyčius keičiant vėlinimą tarp žadinančio ir zonduojančio impulsų [4]. Šiuo atveju zonduojančio impulso optinio pralaidumo pokyčiai susiję su laidumo ir valentinės juostos būsenų užpildymu fotosužadintais krūvininkais. [13] darbe ištyrus subpikosekundinę šviesa sužadintų krūvininkų dinamiką  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  puslaidininkyje parodyta, kad tarpslėniniai perėjimai daro svarbią įtaką fotokrūvininkų relaksacijai. Elektronai, šviesa generuojami iš valentinės zonos į centrinio  $\Gamma$  slėnio būsenas, labai greitai (per mažiau nei 100 fs) išsklaidomi į šoninius  $L$  ir  $X$  slėnius. Po to, per keletą pikosekundžių jie grįžta atgal į centrinį slėnį ir, sklaidomi pagrindė optinių fononų, relaksuoja į šio slėnio dugną.

GaAs tarpslėninių perėjimų dinamika buvo tiriama „optinio žadinimo – THz zondavimo metodu“. Matuotos zonduojančio impulso atspindžio [14] ir pralaidumo [15] priklausomybės nuo vėlinimo tarp optinio ir THz impulsų. Iš THz spinduliuotės pralaidumo ir atspindžio spektrų, remiantis Drude modeliu, buvo išskaičiuotos fotosužadintų elektronų judrio laikinės priklausomybės ir tarpslėninių  $L - \Gamma$  perėjimų trukmė.

Tiriant fotosužadintų krūvininkų relaksaciją slėnyje ir impulsų pasiskirstymo anizotropijos relaksaciją plačiai naudota poliarizuotos karštos fotoluminescencijos spektroskopija su subpikosekundine laikine skyra.

## 2. Terahercinė puslaidininkių spektroskopija

Antrame skyriuje aptariami THz impulsų generavimo femtosekundiniais lazerio impulsais mechanizmai. Apžvelgiami koherentinio THz spinduliuotės detektavimo folaidžiomis antenomis ir elektrooptiniais kristalais metodai. Aptariami pagrindiniai THz spektroskopijos principai ir jos taikymo ypatumai tiriant ultrasparčius elektronų pernašos puslaidininkiuose procesus ultratrumpais lazerio impulsais žadinamuose puslaidininkiuose.

Pirmajame šio skyriaus poskyryje apžvelgiami THz impulsų generavimo puslaidininkiuose mechanizmai [6,7]. THz spinduliuotės šaltinis šiuo atveju – dinaminis dipolis, sužadinamas puslaidininkyje femtosekundiniais lazerio impulsais. Du pagrindiniai mechanizmai atsakingi už šio dipolio susiformavimą: subpikosekundinis srovės impulsas ir lazerio impulso gaubtinės dažnio netiesinė poliarizacija. Fotolaidžiose antenose srovės impulsas sukuriamas dėl išorinės įtampos, pajungtos per išorinius elektrodus, užgarintus ant fotolaidaus puslaidininkio sluoksnio. Puslaidininkiuose, pasižyminčiuose stiprių zonų išlinkiu, tokiuose kaip GaAs ir InP, subpikosekundinis srovės impulsas atsiranda veikiant puslaidininkio paviršiuje esančiam elektriniam laukui. Siauratarpiuose puslaidininkiuose, kuriems nebūdingas didelis zonų išlinkis, pvz. InAs ir InSb, THz spinduliuotę generuojanti fotosrovė atsiranda dėl Demberio efekto, kuomet prie paviršiaus sužadinti elektronai ir skylės juda gylyn į puslaidininkį skirtingais greičiais, nulemdami teigiamo ir neigiamo krūvio atsiskyrimą [16].

Femtosekundine lazerio spinduliuote žadinamuose puslaidininkiuose gali generuotis lazerio impulso gaubtinės dažnio netiesinė poliarizacija [17]. Šis efektas, vadinamas netiesiniu optiniu lyginimu, kartais būna vienu svarbiausių THz generacijos mechanizmų. Kubinės gardelės kristaluose be inversijos centro (šiai grupei priklauso  $A_3B_5$  puslaidininkiai) žemo dažnio netiesinę poliarizaciją gali lemti antros ir trečios eilės optiniai netiesiškumai, o trečios eilės optinio netiesiškumo indėlis yra proporcingas paviršiaus elektrinio lauko stiprumui [18,19].

Antrame poskyryje aprašyti pagrindiniai THz spinduliuotės registravimo metodai. Yra du iš principo skirtingi registravimo būdai – koherentinis ir nekoherentinis. Koherentinis registravimo būdas reikalauja THz impulso elektrinio lauko laikinio profilio registravimo, o nekoherentinis – absoliučios to impulso energijos vertės

išmatavimo. Nekohherentiniam registravimui naudojami skysto helio temperatūroje veikiantys bolometrai, piroelektriniai detektoriai, Golėjaus celės ir kt. Vienas pagrindinių šio registravimo būdo privalumų – registracijos plačiame dažnių ruože (nuo tolimosios infraraudonosios iki matomos šviesos) galimybė. Deja, šis registravimo būdas turi rimtų trūkumų. Vienas iš jų – mažas signalo/triukšmo santykis, siekiantis 300:1 (50 dB). Palyginimui, koherentinio detektavimo atveju, signalo/triukšmo santykis gali siekti 80 dB ir daugiau, tačiau spektrinė detektoriaus jautrumo sritis apsiriboja tolimojo IR diapazonu [6].

Laikinės skyros THz spektroskopijoje naudojami du detektavimo metodai – elektrooptinis ir optoelektroninis (detektuojant fotolaidžia antena). Abu metodai jautrūs THz spinduliuotės elektrinio lauko poliškumui, taigi leidžia nustatyti šio lauko fazę.

Foto-antenos veikimo principo esmė šiuo atveju yra tokia. Femtosekundinio lazerio spinduliuotės, kurios kvanto energija viršija puslaidininkio draustinį tarpo vertę, pluoštas fokusuojamas į tarpą tarp juostelinės linijos elektrodų, užgarintų ant puslaidininkio paviršiaus. Veikiant šviesai, fotolaidžiam sluoksnyje generuojami nepusiausvirieji krūvininkai, kurie, veikiami THz spinduliuotės elektrinio lauko, sukuria detektoriaus fotosrovę. Jei krūvininkų gyvavimo trukmė daug mažesnė už THz impulso trukmę, tai fotosrovė bus proporcinga momentinei antenos kontaktus pasiekusio THz impulso elektrinio lauko vertei. Optinės vėlinimo linijos pagalba keičiant antenos sužadavimo optiniu impulsu momentą, galima išmatuoti THz lauko laikinę priklausomybę su subpikosekundine skyra.

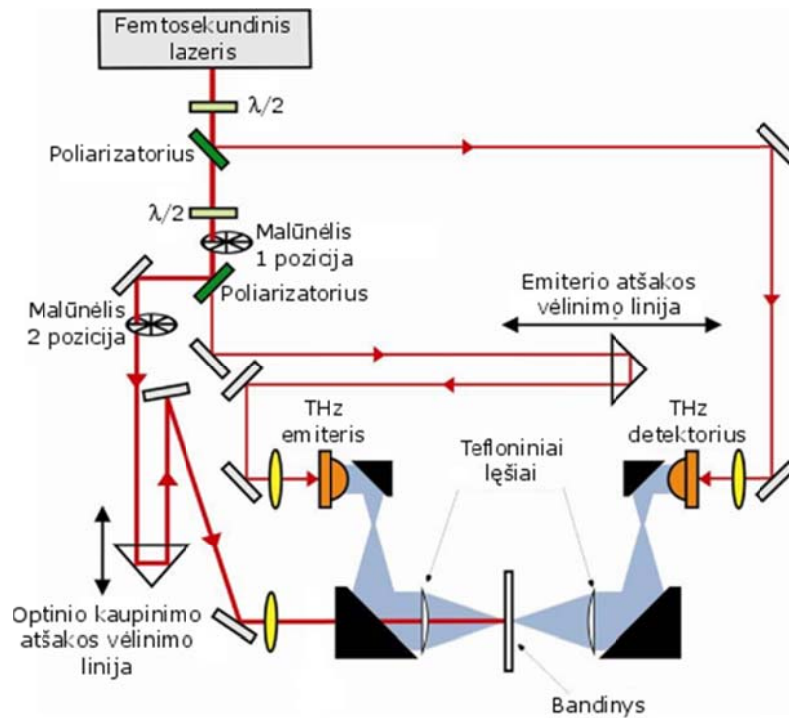
Pagrindinė elektrooptinio detektavimo įdėja – zonduojančios femtosekundinio lazerio spinduliuotės, praeinančios pro elektrooptinį kristalą eliptiškumo laipsnio registravimas. Eliptiškumo pokyčius sukelia THz impulso elektrinis laukas, indukuojantis EO kristalo lūžio rodiklio anizotropiją. Šiam detektavimui pagrinde naudojami cinko žėručio struktūros elektrooptiniai puslaidininkių kristalai, pasižymintys stipriu netiesiškumu ir silpna zonduojančios optinės spinduliuotės sugertimi. Dažnių sritį, kurioje galima koherentiškai detektuoti THz impulsų elektrinį lauką, nulemia fazinio sinchronizmo sąlyga. Šią dažnių sritį taip pat apriboja EO kristalo fononų rezonansai. Elektrooptiniuose THz detektoriuose dažniausiai naudojami ZnTe ir GaP kristalai. Pirmasis užtikrina fazinį sinchronizmą 800 nm bangos ilgio lazerio spinduliuotei, antrasis – iterbio lazerių spinduliuotei.

Paskutiniame antrojo skyriaus poskyryje aprašomi pagrindiniai THz spektroskopijos principai.

Laikinės THz spektroskopijos (*time-domain spectroscopy*) esmė – praėjusio pro bandinį THz impulso elektrinio lauko priklausomybės nuo laiko matavimas. Atlikus išmatuotų priklausomybių Furjė transformaciją gaunami THz impulso amplitudės ir fazės spektrai. Tiriant nežinomas bandinio spektrines charakteristikas pirmiausia reikia užregistruoti elektrinio lauko laikinę priklausomybę THz impulso, sklindančio žinomų parametrų terpėje, po to – THz impulso, praėjusio pro tiriamąjį bandinį. Naudojant THz impulso amplitudės ir fazės duomenis, galima nustatyti bandinio lūžio rodiklio ir sugerties koeficiento priklausomybes plačioje spektro srityje.

Tiriant kinetines ir relaksacines įvairių terpių ir objektų savybes plačiai naudojamas „optinio žadinimo – THz zondavimo“ metodas. Šiame metode matuojamas tiriamojo bandinio, kuris dar apšviečiamas ir optiniu impulsu, pralaidumo (ir/arba atspindžio) zonduojančiam THz impulsui charakteristikos. Keičiant vėlinimą tarp optinio ir THz impulsų, galima tirti objekto savybių dinamiką su subpikosekundine skyra. Tipinė eksperimento schema pavaizduota 2 pav.

Paveikus femtosekundinio lazerio spinduliuote, puslaidininkyje galima sukurti pikosekundžių trukmės fotosrovės impulsą, kuris ir lemia THz impulso atsiradimą. Yra žinoma, kad tolimoje zonoje THz spinduliuotės elektrinio lauko dydis tiesiog proporcingas minėtos srovės išvestinei laike, t.y. iš esmės THz lauko dydį nulemia krūvininkų pagreitis. Analizuojant laikinę THz impulso formą, galima tirti elektronų ir skylių dinamiką puslaidininkiuose subpikosekundinėje laiko skalėje. Šis principas yra terahercinės emisijos spektroskopijos (THz emission spectroscopy) pagrindas. Naudojant šį metodą ištirtos GaAs pikosekundinio fotolaidumo priklausomybės nuo temperatūros, elektrinio lauko stiprumo, femtosekundinio lazerio spinduliuotės bangos ilgio ir galios. Taip pat ištirtos Demberio evj formavimosi ypatybės siauratarpiuose  $A_3B_5$  puslaidininkiuose, paveikus pastaruosius femtosekundinio lazerio spinduliuote. InP paviršiuje generuojamų THz impulsų formos ir poliškumo priklausomybės nuo temperatūros tyrimas leido atskirti Demberio lauko ir nuskurdinto sluoksnio elektrinio lauko įtaką THz spinduliuotės generavimui.



2 pav. Optinio žadinimo ir terahercinio zondavimo stendo schema.

Neseniai buvo pasiūlytas metodas „THz žadinimas – THz zondavimas“ [20]. Skirtingai nei optinio žadinimo metode, šiuo atveju tiriamasis bandinys žadintas galingais THz impulsais, kurių amplitudė siekė 0,1-1 MV/cm. Esant tokiam lauko stiprumui įvyksta objekto pokyčiai, kuriuos galima užregistruoti jį zonduojant kur kas silpnesniu THz impulsu. Šiuo metodu iširta elektronų energijos relaksacijos dinamika galio arsenide ir smūginė jonizacija indžio stibide. Skirtingai nei taikant „optinio žadinimo – THz zondavimo“ metodą, nevyksta papildomų krūvininkų žadinimo, kas galėtų apsunkinti tiriamų pernašos procesų interpretavimą.

### 3. Fotolaidumo anizotropijos įtaka terahercinių impulsų generavimui kubinės gardelės puslaidininkiuose.

Trečiajame disertacijos skyriuje nagrinėjamas femtosekundinio lazerio spinduliuote žadinamų kubinės gardelės tiesiatarpių puslaidininkių anizotropinis fotolaidumas. Pirmajame šio skyriaus poskyryje aprašomas anizotropijos atsiradimo mechanizmas. Pirmuoju artutiniu, pagal šviesos bangos elektrinio lauko amplitudę ir pastovaus elektrinio lauko stiprumą, fotolaidumą galima nagrinėti kaip trečios eilės



efektą. Kubinės simetrijos  $A_3B_5$  puslaidininkių fotosrovę kristalografinėje koordinačių sistemoje galima aprašyti lygtimi

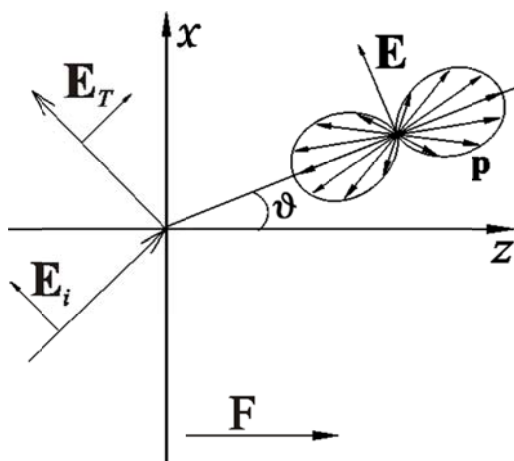
$$\mathbf{j} = \alpha \mathbf{F}E^2 + \beta \mathbf{E}(\mathbf{F}\mathbf{E}) + \gamma (F_x E_x^2 \hat{\mathbf{x}} + F_y E_y^2 \hat{\mathbf{y}} + F_z E_z^2 \hat{\mathbf{z}}), \quad (2)$$

kur  $\hat{\mathbf{x}}$ ,  $\hat{\mathbf{y}}$  ir  $\hat{\mathbf{z}}$  – kristalografinės koordinačių sistemos ortai, koeficientai  $\alpha$ ,  $\beta$  ir  $\gamma$  išreiškiami per neišnykstančius fotolaidumo tenzorius komponentus  $\sigma_{zzzz}$ ,  $\sigma_{zzxx}$ ,  $\sigma_{zxzx} = \sigma_{zxzx}$ . Iš (2) lygties seka, kad net izotropiniu atveju, kai  $\gamma$  koeficientas lygus 0, fotosrovės ir pastovaus elektrinio lauko kryptys bendru atveju nesutampa. Pažymėtina, kad fotolaidumo priklausomybė nuo elektrinio lauko orientacijos yra tokia pat kaip elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo (EFIOR) poliarizacijos.

Tiesiatarpiuose kubinės gardelės puslaidininkiuose fotolaidumo anizotropiją gali lemti šviesa sužadintų elektronų pasiskirstymas impulsų erdvėje ir elektronų impulso relaksacijos priklausomybė nuo energijos [8]. Stacionaraus optinio žadinimo atveju kambario temperatūroje fotolaidumo anizotropija praktiškai nestebima, kadangi šio efekto didumas proporcingas mažam parametru – santykiui tarp fotosužadintų elektronų anizotropinio pasiskirstymo funkcijos relaksacijos trukmės ir šių elektronų gyvavimo laidumo zonoje trukmės. Nestacionaraus fotolaidumo sąlygomis, kai puslaidininkis sužadinamas femtosekundžių trukmės lazerio impulsais, šis efektas gali būti labiau pastebimas, nes didžiausia fotosrovės vertė pasiekama per laiko tarpą, palyginamą su anizotropinio elektronų pasiskirstymo išnykimo trukme.

Yra žinoma, kad pikosekundinis fotosrovės impulsas, po sužadinimo femtosekundžių trukmės optiniu impulsu atsirandantis netoli puslaidininkio paviršiaus, sukelia elektromagnetinį THz spinduliavimą. Analizuojant šį efektą, dažniausiai daroma prielaida, kad fotosrovė nukreipta statmenai į švitinamą paviršių, t. y. išilgai paviršinio elektrinio lauko. Tokios fotosrovės efektyvumas kuriant išspinduliuojamą į laisvą erdvę THz spinduliuotę nėra didelis dėl visiško vidinio atspindžio efekto. Anizotropinio fotolaidumo efektas lemia paviršiui lygiagrečios fotosrovės komponentės atsiradimą. THz spinduliuotė, generuojama šios fotosrovės komponentės pagrinde sklinda statmenai švitinamam paviršiui ir praktiškai nepatiria pilno vidinio atspindžio. Tokiu būdu, paviršiui lygiagrečios fotosrovės komponentės indėlis į THz spinduliuotės emisiją iš puslaidininkio yra labai svarbus.

Pagrindinė THz impulso energijos dalis generuojama puslaidininkyje per 100-200 fs po sužadavimo, t. y. balistinėje sužadintų krūvininkų judėjimo stadijoje. Aišku, kad impulso relaksacijos trukmės priklausomybės nuo energijos indėlis į anizotropinį fotolaidumą šioje stadijoje bus labai mažas. Šiame darbe tiriamas šiek tiek kitoks anizotropinio fotolaidumo mechanizmas, kuriame svarbų vaidmenį vaidina laidumo ir valentinės zonų neparaboliškumas ir nesferiškumas. Šį mechanizmą nulemia krūvininkų efektinės masės priklausomybė nuo energijos, todėl jis gali pasireikšti bedūžiam režime, t. y. – kol dar nevyksta elektronų sklaida ir jų judėjimas yra balistinis.



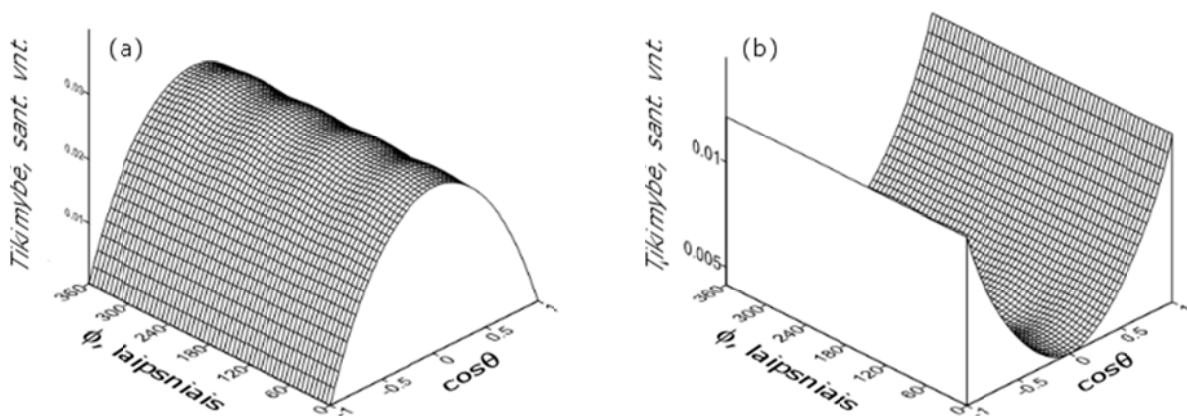
3 pav. Anizotropinio fotolaidumo atsiradimo iliustracija. Elektronai žadinami iš sunkiųjų skylių juostos tiesiškai poliarizuota šviesa.  $E_i$  – į puslaidininkį krintančios žadinančios šviesos elektrinio lauko amplitudė,  $E$  – lūžusios šviesos elektrinio lauko amplitudė puslaidininkyje,  $E_T$  – puslaidininkyje sugeneruotos ir išspinduliuotos atspindžio kryptimi terahercinės spinduliuotės elektrinio lauko amplitudė.

Skersinės fotosrovės komponentės atsiradimą galima paaiškinti tokiu būdu (3 pav.). Sužadinti elektronai, kurių impulsas  $p$  yra nukreiptas pagrinde išilgai pastovaus elektrinio lauko  $F$  (dešinysis pasiskirstymo lapelis) bus lėtinami ir neteks savo energijos, tuo metu priešingo impulso elektronų (kairysis lapelis) energija augs. Dėl elektronų dispersijos dėsnio neparaboliškumo šių dviejų fotoelektronų grupių efektinės masės taps skirtingomis. Todėl fotoelektronų srautai  $x$  ašies  $k$  ir priešinga kryptimi nebekompensuos vienas kito ir rezultate atsiras nelygi nuliui tangentinė (lygiagreti bandinio paviršiui) fotosrovės komponentė, nukreipta  $x$  ašies kryptimi.

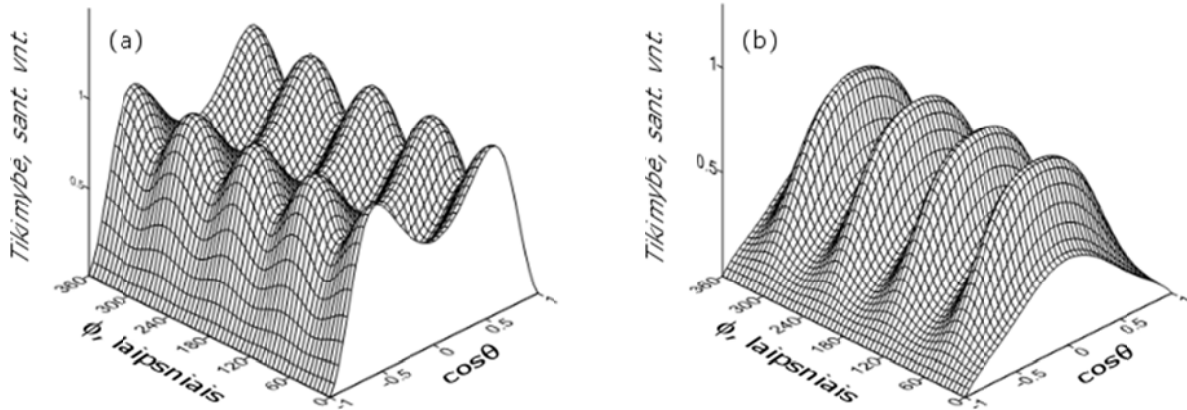
Antrame poskyryje aprašomas ultratrumpais lazerio impulsais žadinamo kubinio tiesiatarpio puslaidininkio anizotropinio fotolaidumo modelis ir skaičiavimo metodas.

Kinetinėmis lygtimis aprašomi fotosužadinti elektronai ir skylės bedūžio judėjimo artėjime. Žadinantis impulsas, inicijuojantis tarpzoninius šuolius, aprašomas delta-funkcija. Elektronų ir skylių greičiai ir dispersijos dėsniai, elektronų perėjimo iš trijų valentinės juostos pojuosčių į laidumo zoną optinių perėjimų matriciniai elementai apskaičiuoti naudojant aštuonių zonų  $kp$ -metodą. Skaičiavimai atlikti InAs atveju keturioms žadinančio fotono (0,4; 0,8; 1,2 ir 1,55 eV) vertėms.

$Kp$ -metodu apskaičiuoti fotoelektronų pasiskirstymai pagal impulsų kryptis žadinančių fotonų energijoms 0,4 eV ir 1,55 eV pavaizduoti atitinkamai paveiksluose 4 ir 5. Skaičiavimai rodo, kad žadinant netoli laidumo juostos krašto, elektronai, sužadinti iš sunkiųjų skylių pojuostės, išsidėsto plokštumoje, statmenoje spinduliuotės poliarizacijos vektoriui; tuo tarpu elektronai, sužadinti iš lengvųjų skylių pojuostės išsidėsto išilgai šviesos bangos lauko. Žadinant elektronus į gerokai virš juostos dugno esančias būsenas esmine tampa tarpzoninė sąveika. Rezultate šios sąveikos iš abiejų pojuosčių sužadinti elektronai orientuojasi panašiu būdu – statmenai šviesos bangos elektriniam laukui (5 pav.). Todėl, žadinant mažų energijų fotonais, iš abiejų pojuosčių sužadintų elektronų indėliai į fotolaidumo anizotropiją atsiima, o, žadinant didelių energijų fotonais – susideda.



4 pav. InAs sužadintų elektronų pasiskirstymas pagal impulso kryptį sferinėje koordinatinių sistemoje. Elektronai sužadunami 0,4 eV energijos fotonais iš sunkiųjų (a) ir lengvųjų (b) skylių juostų. Žadinančios spinduliuotės elektrinis laukas nukreiptas išilgai kristalografines [001] ašies.



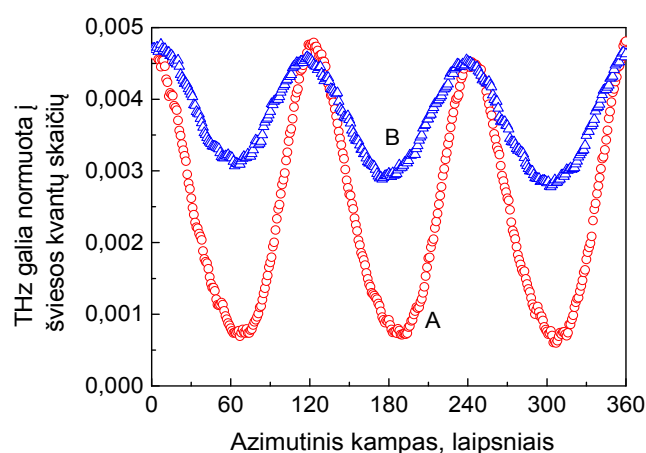
5 pav. InAs sužadintų elektronų pasiskirstymas pagal impulso kryptį. Elektronai sužadinami 1,5 eV energijos fotonais iš sunkių (a) ir lengvų (b) skylių juostų.

Lentelėje pavaizduoti apskaičiuoti elektronų ir skylių, sužadintų iš trijų valentinės juostos pojuosčių, indėliai į InAs fotolaidumo anizotropiją aprašančius koeficientus  $\alpha$ ,  $\beta$  ir  $\gamma$ . Apatinėje lentelės eilutėje pateiktos minėtų koeficientų reikšmės susumuotos pagal visus tris krūvininkų tipus. Matyti, kad parametrais  $\beta/\alpha$  ir  $\gamma/\alpha$  apibūdinamas anizotropijos laipsnis yra mažas, kai fotono energija – 0,4 eV ir išauga maždaug eile, kai fotono energija siekia 1,55 eV.

Sužadینimo tipas	$\hbar\Omega = 1.55 \text{ eV}$			$\hbar\Omega = 1.2 \text{ eV}$			$\hbar\Omega = 0.8 \text{ eV}$			$\hbar\Omega = 0.4 \text{ eV}$		
	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
E(hh)	2.2	1.31	-1.05	1.05	0.52	-0.36	1.14	0.42	-0.21	0.22	0.02	-0.01
HH	1.13	0.7	-0.87	0.42	0.19	-0.27	0.3	0.09	-0.17	0.02		-0.01
E(lh)	1.11	0.4	-0.16	0.43	0.15	-0.05	0.25	0.05	-0.01	0.04		
LH	0.61	0.2	-0.35	0.13	0.01	-0.01	0.05	0.06	-0.01	0.03		
E(so)	0.05	-0.02	0.01	0.04			0.03					
H(so)	0.06		-0.01	0.04			0.01					
Suminis	5.16	2.53	-2.43	2.11	0.87	-0.69	1.78	0.62	-0.4	0.31	0.02	-0.02

1 lentelė. Elektronų ir skylių indėliai į InAs fotolaidumo anizotropiją aprašančius koeficientus  $\alpha$ ,  $\beta$  ir  $\gamma$ . E(hh), E(lh), E(so) – elektronai, sužadinti iš sunkių skylių, lengvų skylių pojuosčių bei pojuostės, atskilusios dėl sukinių orbitinės sąveikos. HH, LH, H(so) – sunkios ir lengvos skylės bei skylės, pojuostėje atskilusioje dėl sukinių orbitinės sąveikos.

Antrajame poskyryje aprašomi (111) orientacijos siauratarpių puslaidininkių p-InAs ir InSb eksperimentiniai THz emisijos azimutinės anizotropijos tyrimai. Bandiniai žadinti trijų bangos ilgių (1560, 1030 ir 780 nm) femtosekundinių lazerių spinduliuote. THz impulsų generavimui naudotos šviesolaidinio lazerio (Toptica) pagrindinė ir antroji harmonikos bei kietakūnio iterbio lazerio (Šviesos konversija) pagrindinė harmonika. THz spinduliuotė, generuojama fotosužadinto puslaidininkio paviršiuje, registruota Golėjaus cele. Žadinant 1560 nm bangos ilgio spinduliuote, InSb bandinio THz generavimo efektyvumas buvo apie du kartus didesnis nei p-InAs, tačiau žadinant 1030 ir 780 nm bangos ilgio spinduliuote, InSb generavo keliomis eilėmis mažesnę THz spinduliuotės galią nei p-InAs bandinys. Iš 6 pav. matyti, kad THz spinduliuotės, generuojamos nuo (111) p-InAs paviršiaus, galingumas priklauso nuo azimutinio kampo pagal dėsnį  $a + b\cos(3\varphi)$ .

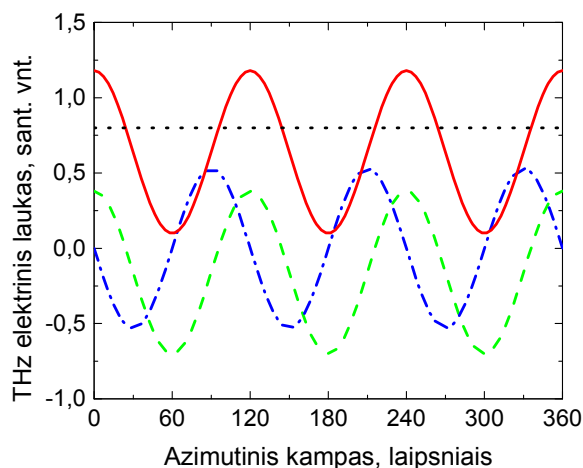


6 pav. p - poliarizacijos THz spinduliuotės, generuojamos p-tipo InAs kristale azimutinės priklausomybės žadinant 780 nm (A) ir 1560 nm (B) bangos ilgio spinduliuote.

Fotosrovės dydį lemiantys  $\alpha$ ,  $\beta$  ir  $\gamma$  koeficientai buvo panaudoti skaičiuojant THz spinduliuotės, generuojamos nuo (111) ir (110) orientacijos p-InAs paviršių, elektrinio lauko amplitudės priklausomybes nuo azimutinio kampo. 1,55 eV energijos fotonais žadinamo (111) p-InAs skaičiavimo rezultatai pateikti 7 pav.

Atlikus skaičiavimus paaikškėjo, kad būtent tangentinė fotosrovės komponentė lemia azimutinę THz generavimo efektyvumo priklausomybę. Be to, tangentinė fotosrovė sukuria s-polarizacijos THz lauką, kuris paviršiaus plokštumai (111) aprašomas azimutine priklausomybe  $\sin 3\varphi$ . Pažymėtina, kad normalinė fotosrovės

komponentė nesukuria s-polarizacijos THz spinduliuotės. Iš 5 paveikslo matyti, kad žadinant 1,55 eV energijos fotonais, fotosrovės normalinės ir tangentinės komponenčių indėliai generuojant p-polarizacijos THz spinduliuotę yra panašaus dydžio. THz spinduliuotės p-polarizacijos azimutinės anizotropijos (b/a) sumažėjimas didėjant žadinančios spinduliuotės bangos ilgiui (7 pav.) koreliuoja su anizotropinio fotolaidumo skaičiavimo rezultatais.



7 pav. Azimutinės p polarizacijos (ištinė linija) ir s polarizacijos (brūkšninė-taškinė linija) THz spinduliuotės lauko priklausomybės. Brūkšniais ar taškais atvaizduotos kreivės rodo atitinkamai statmenos ir lygiagrečios paviršiu fotosrovės indėlius į p-polarizacijos THz spinduliuotės elektrinį lauką.

Sukurtas anizotropinio fotolaidumo modelis aprašo pradinę, balistinę krūvininkų pernašos stadiją. Skyriaus pabaigoje aptariamos šio modelio taikymo ribos.

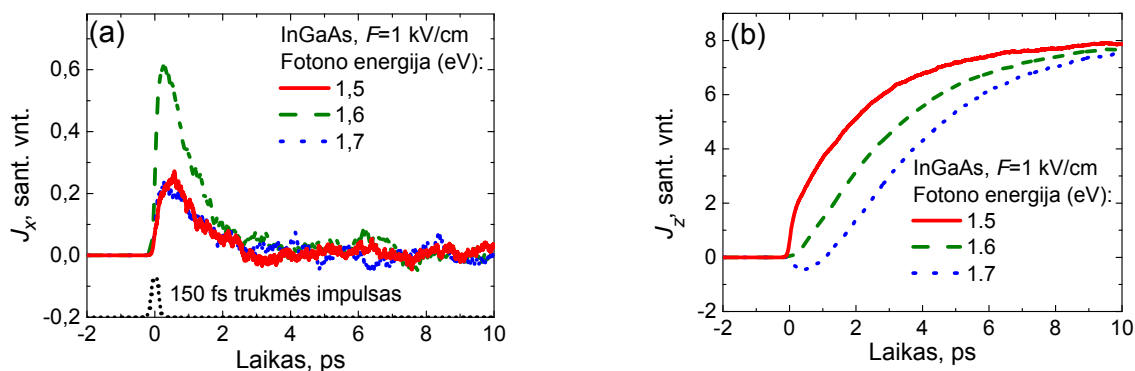
#### **4. Anizotropinis pikosekundinis fotolaidumas nulemtas fotosužadintų elektronų pasiskirstymo impulsų erdvėje.**

Ketvirtame skyriuje daugelio dalelių Monte – Karlo metodu sumodeliuotas femtosekundinio lazerio impulsais žadinamų InAs ir  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  pikosekundinis anizotropinis fotolaidumas. Naudota V. L. Malevičiaus programa. Pagrindinis dėmesys skirtas krūvininkų pernašos ypatybėms per pirmąsias kelias pikosekundes po sužadavimo. Skirtingai nuo analitinio metodo Monte – Karlo modelis leidžia įskaityti

puslaidininkio juostinę struktūrą, įvairius sklaidos mechanizmus, nestacionarumo ir krūvininkų šilimo efektus.

Atlikti konkretūs n-tipo puslaidininkių InAs ir  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ , žadinamų tiesiškai poliarizuota lazerio spinduliuote, skaičiavimai. Pasirinktos tokios žadinančių fotonų energijos, kad elektronai laidumo juostoje būtų arti išsklaidymo į gretimus slėnius slenksčio. Spinduliavimo elektrinio lauko vektorius guli xz plokštumoje, kuri sutampa su kristalografine (101) plokštuma ir sudaro 45 laipsnių kampą su pastoviu elektriniu lauku  $\mathbf{F}$ , nukreiptu išilgai kristalografinės [001] ašies, kuri sutapatinta su ašimi Oz. Elektronų centriniame  $\Gamma$ - slėnyje ir skylių trijose valentinės juostos pojuostėse dispersijos dėsniai, krūvininkų greičiai bei optinių perėjimų matriciniai elementai apskaičiuoti naudojant aštuonių zonų  $kp$  metodą. Elektronų pasiskirstymas šoniniuose  $L$ - ir  $X$ - slėniuose apskaičiuotas naudojant Keino dėsnį. Skaičiavimuose įskaityta elektronų ir skylių sklaida akustiniais, optiniais (polariniais ir deformaciniais) ir tarpslėniniais (tik elektronams) fononais. Abiem puslaidininkiam pasirinktas  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  krūvininkų porų tankis. Tokiu atveju galima neįskaityti tarpelektroninės sklaidos, kadangi įkrautos dalelės Kulono sąveikos skerspjūvis kvadratiškai mažėja augant jos energijai, o kinetinė sužadintų elektronų energija yra pakankamai didelė (1 eV).

Apskaičiuota fotosrovės komponentių  $J_z$  ir  $J_x$ , nukreiptų lygiagrečiai ir statmenai pastoviam elektriniam laukui, subpikosekundinė dinamika bei priklausomybės nuo žadinančios spinduliuotės poliarizacijos krypties ir fotono energijos. 8 ir 9 paveiksluose pavaizduotos minėtos priklausomybės fotono energijoms 1,5 eV, 1,6 eV ir 1,7 eV. Iš šių priklausomybių matyti, kad indžio galio arsenide statmenoji fotosrovės komponentė didžiausią savo vertę pasiekia praėjus keletui šimtų femtosekundžių po sužadinimo, o po to išnyksta per 1-2 ps. Maždaug pusė pikosekundės po sužadinimo, kai  $J_x$  pasiekia savo didžiausią vertę, abi srovės komponentės yra panašaus dydžio. Statmenoji fotosrovės komponentė nemonotoniškai priklauso nuo fotono energijos  $h\nu$  ir pasiekia savo didžiausią vertę, kai  $h\nu = 1,6 \text{ eV}$ . Ši energija artima slenkstinei, kuomet sužadinti elektronai pradeda sklaidyti iš pagrindinio į gretimus laidumo juostos slėnius.



8 pav. Teorinės lygiarečios (a) ir statmenos (b) paviršiu fotosrovės  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  kinetikos, kai  $F=1$  kV/cm.

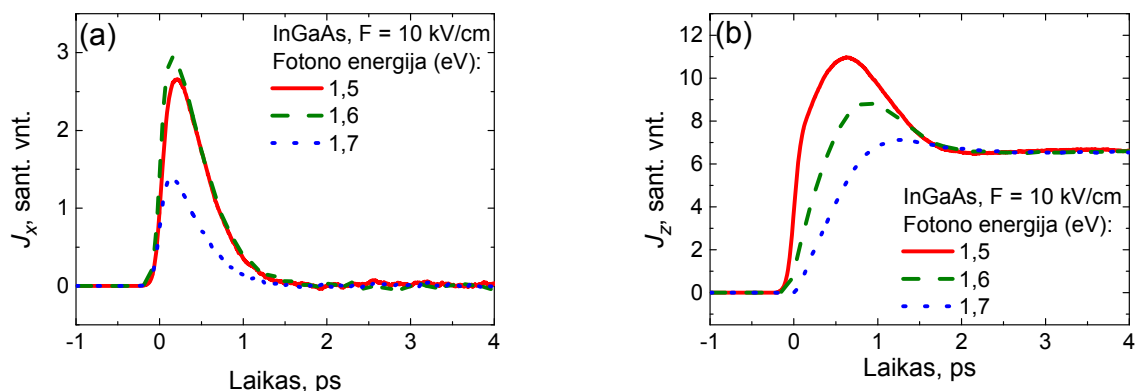
Modeliavimo rezultatai parodė, kad didinant fotono energiją, lygiagrečioji fotosrovės komponentė mažėja ir netgi tampa neigiama, kai  $h\nu = 1,7$  eV (8b pav.). Šis efektas, žinomas absoliutinio neigiamo fotolaidumo pavadinimu [21-23] priklauso nuo elektronų sklaidos optiniais fononais slenkščio. Šiame darbe neigiamas fotolaidumas susijęs su sužadintų elektronų tarpslėnine sklaida, o energijos slenkstį atitinka skirtumas tarp pagrindinio ir šoninio slėnio žemiausių energijų. Neigiamo fotolaidumo mechanizmą mūsų atveju galima aprašyti sekančiu būdu. Sužadinti elektronai, judantys prieš lauką  $\mathbf{F}$ , yra greitunami, kol jų energija pasiekia slenkstinę vertę. Tuomet jie yra išsklaidomi į šoninius slėnius, o dėl intensyvios sklaidos jie praktiškai visiškai netenka pradinio impulso ir todėl pagrindinį indėlį į fotosrovę įneša pagrindiniame slėnyje likę elektronai. Akivaizdu, kad šis indėlis bus neigiamas, nes šie elektronai juda lauko kryptimi ir netenka energijos.

Kai elektrinio lauko stiprumas  $F = 10$  kV/cm (9b pav.), o fotonų energija 1,5 ir 1,6 eV, stebime elektronų greičio pliūpsnį (velocity overshoot). Prie 1,7 eV fotonų energijos šis efektas nepasireiškia, nes tarpslėninė sklaida smarkiai sutrumpina balistinio judėjimo trukmę.

Anizotropinis laidumas buvo tiriamas eksperimentiniu "optinio žadinimo – THz zondavimo" metodu (2 pav.). Šis metodas pagrįstas bandinio pralaidumo THz impulsui pokyčio matavimu, kai tas pokytis indukuojamas bandinį žadinant itin trumpu optiniu impulsu. Keičiant vėlinimą tarp optinio ir THz impulsų, fotosrovės dinamika ištirta su pikosekundine laikine skyra. Pagrindinis indėlis į THz spinduliuotės pralaidumo pokytį aprašomas Drudės tipo laisvųjų elektronų sugertimi; ši sugertis proporcinga fotosrovei



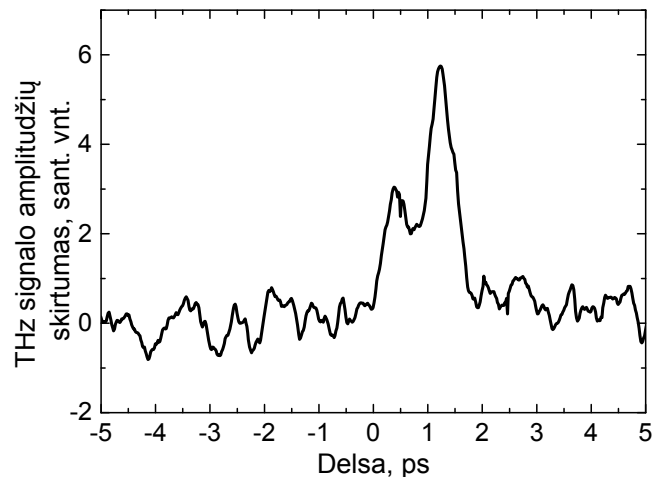
elektriniame THz impulso lauke. Kadangi sugertis priklauso tik nuo fotosrovės komponentės, lygiagrečios THz elektriniam laukui, akivaizdu, kad anizotropinis fotolaidumas lems THz spinduliuotės pralaidumo priklausomybę nuo THz spinduliuotės poliarizacijos vektoriaus orientacijos puslaidininkio kristalografinių ašių atžvilgiu.



9 pav. Teorinės lygiarečios (a) ir statmenos (b) paviršiu fotosrovės  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  kinetikos, kai  $F = 10$  kV/cm.

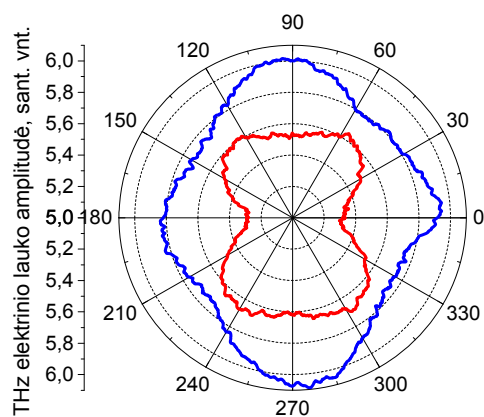
Tiriamasis bandinys –  $1,08 \mu\text{m}$  storio  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  sluoksnis užaugintas ant InP padėklo. Nepusiausvirieji elektronai ir skylės žadinosi paviršinėje  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  srityje femtosekundiniais lazerio impulsais; optinės spinduliuotės bangos ilgis buvo  $780 \text{ nm}$ , o impulsų pasikartojimo dažnis –  $76 \text{ MHz}$ . Žadinantis ir zondojuojantis spinduliai krito į bandinį statmenai paviršiu. 10 paveiksle pavaizduotas optiniu būdu indukuoto pralaidumo pokyčio skirtumas tarp lygiagrečiai ir statmenai optiniam laukui poliarizuotos THz spinduliuotės. Matyti, kad 1-2 ps po sužadinimo THz spinduliuotės pralaidumas priklauso nuo THz elektrinio lauko orientacijos optinio lauko atžvilgiu.

Optiniu būdu indukuoto pralaidumo THz spinduliuotei priklausomybės nuo bandinio azimutinio kampo (bandinys sukamas apie paviršiu statmeną ašį) buvo matuotos dviem THz spinduliuotės poliarizacijom – lygiagrečiai ir statmenai optiniam laukui. Iš 11 pav. grafikų matyti, kad abiem poliarizacijom THz pralaidumo pokyčio priklausomybės aprašomos  $I+a \cos 4\varphi$  tipo išraiška. Būtent tokia išraiška seka iš (2) lygties (001) orientacijos kubinės orientacijos kristalui.

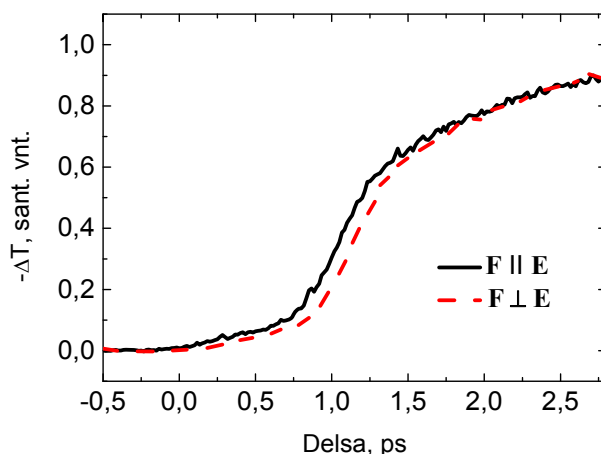


10 pav.  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  tiesiškai poliarizuota femtosekundine lazerio spinduliuote sužadintų krūvininkų terahercinės spinduliuotės sugerties anizotropijos dinamika. Ant vertikalios ašies – lygiagrečiai ir vertikaliai optinės spinduliuotės laukui poliarizuotų THz impulsų amplitudžių skirtumas.

Paskutiniame ketvirto skyriaus poskyryje pateikti  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  anizotropinio pikosekundinio fotolaidumo priklausomybės nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio tyrimų rezultatai. 1,03  $\mu\text{m}$  bangos ilgio femtosekundinio lazerio („Pharos“, UAB „Šviesos Konversija“) spinduliuotė buvo dalinama į tris pluoštelius, du iš kurių naudoti THz impulsų šaltinio ir fotolaidaus jutiklio (UAB Teravil) valdymui. Trečiasis, galingiausias lazerio spinduliuotės pluoštas kaupino parametrinę stiprintuvą („Orpheus“, UAB „Šviesos konversija“), kuris generavo keičiamo bangos ilgio femtosekundinės spinduliuotės impulsus. Šiais impulsais buvo generuojamos elektronų ir skylių poros tiriamajame puslaidininkyje. Lazerio impulsai kartojosi 200 kHz dažniu, o jų trukmė buvo apie 150 fs. THz impulsai generuoti (111) orientacijos p-InAs padėklo paviršiuje. Šis THz impulsų šaltinis leido suformuoti kokybiškesnį THz spinduliuotės pluoštelį nei plačiai naudojami fotolaidžių antenų THz impulsų emiteriai. Bandinį žadinančios lazerio spinduliuotės bangos ilgis buvo keičiamas nuo 690 nm iki 1000 nm. Matuota optiniu būdu indukuoto THz impulso, praėjusio pro bandinį, elektrinio lauko amplitudės pokyčio priklausomybė nuo vėlinimo tarp THz ir bandinį žadinančio impulso.

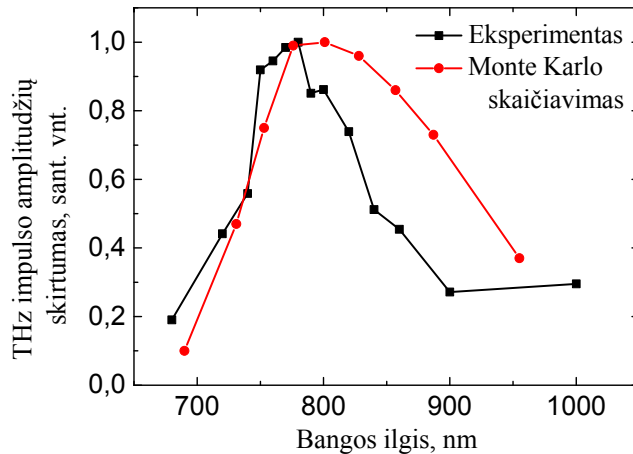


11 pav. Optiškai indukuoto pralaidumo THz spinduliuotei azimutinės priklausomybės dviems THz spinduliuotės poliarizacijoms esant 1,23 ps (žr. 10 pav.) vėlinimui tarp optinio ir THz impulsų. Mėlyna linija – THz spinduliuotė yra tos pačios poliarizacijos kaip optinė spinduliuotė; raudona linija – THz ir optinės poliarizacijos yra statmenos.



12 pav. Dviejų poliarizacijų THz impulsų pralaidumo pokyčio priklausomybės nuo vėlinimo tarp optinio ir THz impulsų.

12 paveiksle pateiktos tipinės eksperimentinės kreivės, kuriose pavaizduotos pralaidumo pokyčio  $\Delta T$  priklausomybės nuo vėlinimo tarp optinio ir THz impulsų. Didėjant THz impulso vėlinimui stebimas pralaidumo šiam impulsui mažėjimas. Tai paaiškinama šviesa sužadintų elektronų energijos relaksacija, kuri lemia elektronų judrio ir fotosrovės THz elektriniame lauke padidėjimą. Iš paveikslo taip pat matyti, kad 1-2 ps po sužadavimo THz pralaidumas priklauso nuo kampo tarp optinės ir THz spinduliuotės elektrinių laukų vektorių. Šią THz spinduliuotės poliarizacinę priklausomybę lemia anizotropinio fotolaidumo efektas.



13 pav. Terahercinės spinduliuotės pralaidumo anizotropijos priklausomybė nuo lazerio spinduliuotės bangos ilgio. Ant vertikalios ašies – lygiagrečiai ir vertikaliai optinės spinduliuotės laukui poliarizuotų THz impulsų amplitudžių skirtumas. Vidutinė žadinančios spinduliuotės galia normuota taip, kad keičiant bangos ilgį fotonų srautas išliktų tas pats.

Anizotropinė fotolaidumo dalis yra fotosužadintų elektronų energijos funkcija, todėl turi priklausyti nuo žadinančios spinduliuotės kvanto energijos. Šis teiginys iliustruojamas 13 pav., kuriame pavaizduotos eksperimentiškai išmatuota ir Monte Karlo metodu apskaičiuota  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  pralaidumo THz spinduliuotei pokyčio priklausomybės nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio. Iš abiejų priklausomybių seka, kad didžiausia THz pralaidumo anizotropija pasiekama bandinį žadinant 780 nm bangos ilgio (fotono energija – apie 1,6 eV) spinduliuote.  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  bandinyje sužadinti šio bangos ilgio spinduliuote elektronai yra centriniame slėnyje, arti energijos būsenų iš kurių prasideda sklaida į šoninius slėnius. Todėl galima daryti prielaidą, kad anizotropinio fotolaidumo spektrinis maksimumas susijęs su šviesa sužadintų elektronų tarpšlėniniais šuoliais. Iš tikrųjų, fotoelektronai turintys impulso komponentę išilgai elektrinio lauko, yra stabdomi ir lieka centriniame slėnyje turėdami pakankamai didelį judrį. Priešingo pradinio impulso elektronai bus greitinami, jų energija didės, kol prasidės intensyvi šių elektronų sklaida į šoninius slėnius, lemianti žymų judrio sumažėjimą. Taigi, pagrindinį indėlį į anizotropinę fotolaidumo dalį įneša centrinio slėnio elektronai, kurių pradinis impulsas sudaro aštrų kampą su elektrinio lauko vektoriumi. Šių elektronų indėlis į anizotropinio fotolaidumo dalį lems lygiagrečios THz laukui fotosrovės komponentės sumažėjimą ir pralaidumo THz spinduliuotei padidėjimą.

Šis efektas stipriau pasireišk elektronams, kurių impulsai orientuoti išilgai THz lauko  $\mathbf{F}$ . Kadangi mūsų atveju fotoelektronų impulsai pagrinde orientuoti plokštumoje, statmenoje vektoriui  $\mathbf{E}$ , didžiausia anizotropija pasiekama, kai  $\mathbf{F}$  statmenas  $\mathbf{E}$  (žr. 12 pav.).

Eksperimentiškai anksčiau išmatuotas azimutinės InAs paviršiuje generuojamo THz signalo anizotropijos dydis nemonotoniškai priklauso nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio. Didžiausia anizotropija pasiekama ties 1,55 eV fotono energija [24], kas maždaug atitinka slenkstinę elektrono perėjimo į šoninę  $L$ - slėnį energiją. Stebimas azimutinės anizotropijos spektro maksimumas tikriausiai nulemtas paviršiui lygiagrečios fotosrovės komponentės indėlio į THz impulso generavimą. Šią komponentę lemia fotolaidumo anizotropija, kuri savo didžiausią vertę pasiekia ties slenkstine fotonų energija nuo kurios prasideda šviesa sužadintų elektronų tarpslėninė sklaida.

## Pagrindiniai rezultatai ir darbo išvados

1. Puslaidininkių paviršiuose femtosekundiniu lazeriu sužadinta terahercinė spinduliuotė išmatuota Golay cele. Savojo laidumo InSb bei p-tipo InAs kristalai ištirti 780 nm, 1030 nm ir 1550 nm bangos ilgių femtosekundiniais lazeriais. Parodyta, kad p-InAs kristalas efektyviau emituoja terahercinę spinduliuotę prie visų trijų bangos ilgių, o InAs vertimo iš optinės į terahercinę spinduliuotę efektyvumas apytiksliai siekia  $10^{-6}$ .
2. Skirtingos energijos fotonais InAs sužadinta fotosrovė buvo apskaičiuota naudojant fotosužadintų elektronų ir skylių pernašos lygtį bedūžiam artinyje. Nustatyta, kad elektronų dispersijos dėsnio neparaboliškumas bei elektronų pasiskirstymas impulsų erdvėje nulemia anizotropinę fotosrovę, kurios lygiagreti paviršiui ir statmena paviršiaus elektriniam laikui komponentė egzistuoja net ir kubinės simetrijos puslaidininkių atveju.
3. Lygiagreti paviršiui (tangentinė) pereinamosios srovės komponentė yra stipriausia pirmuosius kelis šimtus femtosekundžių po sužadinimo. Lygiagreti bandinio paviršiui fotosrovė nulemia THz impulsų, kurių amplitudė priklauso nuo kampo tarp žadinančio optinio lauko ir kristalografinių puslaidininkio ašių, išspinduliavimą. InAs atveju tangentinės fotosrovės indėlis į THz impulsų generaciją yra palyginamas su normalinės fotosrovės indėliu ir paaiškina THz impulsų amplitudės priklausomybę nuo azimutinio kampo ir nuo žadinančio fotono energijos.
4. Femtosekundiniais lazerio impulsais sužadintų kubinės orientacijos puslaidininkių  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  ir InAs fotolaidumo pastoviam elektriniame lauke kinetika sumodeliuota Monte Karlo metodu įskaitant fotosužadintų elektronų pasiskirstymą pagal impulsus. Skaičiavimai rodo, kad dėl anizotropinio fotosužadintų elektronų impulsų pasiskirstymo ir elektronų judrio priklausomybės nuo energijos pereinamasis fotolaidumas tampa anizotropiniu per kelias pirmąsias pikosekundes po optinio sužadinimo. Didžiausias anizotropijos laipsnis pasiekiamas, kai optiškai sužadintų elektronų energija pasiekia tarpšlėninės sklaidos slenkstį. Kai elektronų energija yra netoli tarpšlėninės sklaidos slenkščio,

išilgai pastovaus elektrinio lauko orientuota fotosrovės komponentė trumpą laiko tarpą po sužadavimo gali būti neigiama.

5. Pereinamojo fotolaidumo anizotropija ištirta (001) orientacijos  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  bandinyje optinio žadinimo - terahercinio zondavimo metodu. Nustatyta, kad kelios pikosekundės po sužadavimo, optiškai indukuoto THz pralaidumo padidėjimas priklauso nuo terahercinės spinduliuotės lauko orientacijos optinio lauko ir kristalografinių ašių atžvilgiu. Sukant bandinį apie žadinamo paviršiaus normalę stebėta ketvirtos eilės pralaidumo THz spinduliuotei simetrija. Eksperimentiniai rezultatai buvo paašškinti dinaminio anizotropiniu fotolaidumu; jie koreliavo su Monte Karlo skaičiavimų rezultatais.
6. Optinio žadinimo - terahercinio zondavimo metodu ištirta femtosekundiniais lazerio impulsais sužadinto  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  fotolaidumo anizotropijos priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio. Tuo tikslu surinktas optinio žadinimo - terahercinio zondavimo standas, naudojantis parametrinį lazerio spinduliuotės bangos ilgio keitimą. Eksperimentiškai nustatytas fotolaidumo anizotropijos laipsnis nemonotoniškai priklauso nuo žadinančio fotono energijos. Iš pradžių, didinant žadinančio fotono energiją, fotolaidumo anizotropija didėja ir pasiekia didžiausią vertę, kai elektronų energija tampa pakankama sklaidai į šoninius laidumo juostos slėnius. THz impulsų sąveikos su sužadinta elektronų ir skylių plazma Monte Karlo modeliavimo rezultatai gana gerai atitinka eksperimento rezultatus.

## Summary

The study of transient photoconductivity in semiconductors excited by femtosecond laser pulses is of fundamental importance for understanding of photocarrier dynamics on a subpicosecond time scale. These investigations are of great practical interest because the ultrafast electronic processes have a profound impact on operation of semiconductor devices operating on a subpicosecond time scale.

The purpose of this work has been to study the influence of the optical alignment of photocarriers over momenta on the transient photoconductivity in cubic semiconductors excited by femtosecond laser pulses and to investigate how this effect is manifested in emission of THz radiation from the semiconductor surface.

The transient photoconductivity in InAs excited by ultrashort laser pulses with different photon energy has been calculated with use of the transport equation for photocarriers in collisionless approximation. It has been found that the nonparabolicity of the electron dispersion law as well as the optical alignment of the photoexcited carrier momenta result in anisotropic photocurrent with a component perpendicular to the dc electric field even in semiconductors with a cubic symmetry. This component of the photocurrent is profoundly revealed on a ballistic stage of photocarrier movement that is during the first few hundreds of femtoseconds after the photoexcitation and causes the emission of terahertz radiation pulses with an amplitude dependent on the angle between the optical field and the crystallographic axes. In the case of InAs the contribution of this component in terahertz emission can be comparable to the contribution of the photocurrent component directed perpendicular to the crystal surface and explains experimental results of both the azimuthal anisotropy of the emitted terahertz pulse amplitude and its dependence on the exciting photon energy.

Monte Carlo simulations of the anisotropic transient photoconductivity in cubic semiconductors  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  and InAs excited by a femtosecond laser pulse have been performed. Calculations show that the degree of anisotropy of the transient photocurrent reaches its peak when the excess energy of the optically excited electrons approaches the threshold for the intervalley transfer. It has been also found that when the electrons are excited near the threshold energy for the intervalley transfer, the component of the transient photocurrent directed along dc field can become negative for a short time after



photoexcitation. The anisotropy of the transient photoconductivity has been observed experimentally on (001)  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  sample by optical pump – terahertz probe technique. It has been found that in the first few picoseconds after excitation the optically induced change of THz transmission depends on the direction of THz field relative to polarization of the optical pump pulse and crystallographic axes of the semiconductor. On rotation of the sample around normal to the excited semiconductor surface the fourfold symmetry of THz transmission is observed. It has been established experimentally that the degree of photoconductivity anisotropy depends nonmonotonically on the exciting photon energy that is consistent with the results of the Monte Carlo simulation.

## Literatūra

- [1] C. V. Shank, R. L. Fork, B. I. Greene, F. K. Reinhart, and R. A. Logan, "Picosecond nonequilibrium carrier transport in GaAs," *Appl. Phys. Lett.* **38**, 104 (1981).
- [2] T. Dekorsy, T. Pfeifer, W. Kütt, and H. Kurz, "Subpicosecond carrier transport in GaAs surface-space-charge fields," *Phys. Rev. B* **47**, 3842 (1993).
- [3] R. Kersting, K. Unterrainer, G. Strasser, H. F. Kauffmann, and E. Gornik, "Few-cycle THz emission from cold plasma oscillations," *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3038 (1997).
- [4] R. W. Schoenlein, W. Z. Lin, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "Femtosecond hot-carrier energy relaxation in GaAs," *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1442 (1987).
- [5] P. N. Saeta, J. F. Federici, B. I. Greene, and D. R. Dykaar, "Intervalley scattering in GaAs and InP probed by pulsed far-infrared transmission spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1477 (1992).
- [6] Yun-Shik Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*, (New York: Springer, 2009).
- [7] V. L. Malevich, R. Adomavičius, A. Krotkus, "THz emission from semiconductor surfaces," *Compt. Rend. Physiq.* **9**, 130 (2008).
- [8] B. P. Zakharchenya, D. N. Mirlin, V. I. Perel', I. I. Reshina, "Spectrum and polarization of hot-electron photoluminescence in semiconductors," *Sov. Phys. Usp.* **25**, 143 (1982).
- [9] Yu. S. Gal'pern and Sh. M. Kogan, "Anisotropic photoelectric effects," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **56**, 355 (1969) [*Sov. Phys. JETP* **29**, 196 (1969)].
- [10] Y. V. Gulyaev, "Dependence of the photoconductivity of semiconductors on the polarization of the incident radiation," *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **7**, 171 (1968) [*JETP Lett.* **7**, 132 (1968)].
- [11] V. I. Belinicher and V. N. Novikov, *Fiz. Tekh. Poluprov.* **15**, 1957 (1981) [*Sov. Phys. Semicond.* **15**, 1138 (1981)].

- [12] R. B. Hammond, "Electron velocity overshoot observed in an impulse-excited GaAs photoconductor," *Physica B* **134**, 475 (1985).
- [13] M. Ulman, D. W. Bailey, L. H. Acioli, F. G. Vallée, C. J. Stanton, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "Femtosecond tunable nonlinear absorption spectroscopy in  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ ," *Phys. Rev. B* **47**, 10267 (1993).
- [14] M. C. Nuss, D. H. Auston, and F. Capasso, "Direct subpicosecond measurement of carrier mobility of photoexcited electrons in gallium arsenide," *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2355 (1987).
- [15] P. N. Saeta, J. F. Federici, B. I. Greene, and D. R. Dykaar, "Intervalley scattering in GaAs and InP probed by pulsed far-infrared transmission spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1477 (1992).
- [16] P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai, and X.-C. Zhang, "Study of terahertz radiation from InAs and InSb," *J. Appl. Phys.* **91**, 5533 (2002).
- [17] S. L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B. I. Greene, P. N. Saeta, and A. F. J. Levi, "Optical rectification at semiconductor surfaces," *Phys. Rev. Lett.* **68**, 102 (1992).
- [18] R. Adomavičius, A. Urbanowicz, G. Molis, A. Krotkus and E. Šatkovskis, "Terahertz emission from p-InAs due to the instantaneous polarization," *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2463 (2004).
- [19] M. Reid, I. V. Cravetchi, and R. Fedosejevs, "Terahertz radiation and second-harmonic generation from InAs: Bulk versus surface electric-field-induced contributions," *Phys. Rev. B* **72**, 035201 (2005).
- [20] M. C. Hoffmann, J. Hebling, H. Y. Hwang, K. Yeh, and K. A. Nelson, "THz-pump/THz-probe spectroscopy of semiconductors at high field strengths [Invited]," *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, A29 (2009).
- [21] V. F. Elesin and E. A. Manykin, "Some features of the photoconductivity spectrum of semiconductors," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **50**, 1381 (1966) [*Sov. Phys. JETP* **23**, 917 (1966)].
- [22] H. J. Stocker, "Total negative photoconductance in solids and possibility of a new type of instability," *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1197 (1967).

- [23] A. S. Vengurlekar and S. S. Jha, “Terahertz-frequency-resolved transient conductivity of nonthermal electrons photoexcited in GaAs,” *Phys. Rev. B* **43**, 12454 (1991).
- [24] R. Adomavičius, G. Molis, A. Krotkus, V. Sirutkaitis, “Spectral dependencies of terahertz emission from InAs and InSb,” *Appl. Phys. Lett.* **87**, 261101 (2005).

## Publikacijų sąrašas disertacijos tema ISI sąrašo leidiniuose

- [1] A. Bičiūnas, Y.V. Malevich, and A. Krotkus, “Excitation wavelength dependences of terahertz emission from surfaces of InSb and InAs,” *Electron. Lett.* **47**, 1186 (2011).
- [2] V. L. Malevich, P. A. Ziaziulia, R. Adomavičius, A. Krotkus, and Y. V. Malevich, “Terahertz emission from cubic semiconductor induced by a transient anisotropic photocurrent,” *J. Appl. Phys.* **112**, 073115 (2012).
- [3] Y. V. Malevich, R. Adomavičius, A. Krotkus, and V. L. Malevich, “Anisotropic picosecond photoconductivity caused by optical alignment of electron momenta in cubic semiconductors,” *J. Appl. Phys.* **115**, 073103 (2014).
- [4] Y. V. Malevich, R. Adomavičius, A. Krotkus, V. Pačebutas, and V. L. Malevich, “Spectral dependence of anisotropic picosecond photoconductivity in cubic semiconductors,” *JETP Lett.* **101**, 108 (2015).

## Informacija apie autorių

### Asmeninė informacija

Gimimo data: 1985 m. rugpjūčio 8 d.  
Gimimo vieta: Minskas (Baltarusijos respublika)  
Pilietybė: Baltarusijos  
Kalbos: Rusų, anglų  
E-mail: [malevich@inbox.ru](mailto:malevich@inbox.ru)  
Telefonas: +3753897800

### Išsilavinimas

2002-2008:

Magistro laipsnį įgijo baigęs Valstybinį Maskvos Lomonosovo vardo universitetą, Fizikos fakultetą  
Pagrindinis dalykas: kieto kūno fizika  
Diplominio darbo pavadinimas: “Terahercinių impulsų emisija iš jonais implantuoto galio arsenido sluoksnių”  
Vadovai: Dr. A. P. Shkurinov, Dr. A. V. Shepelev

### Darbo patirtis

2011-2013: Jaunesnysis mokslo darbuotojas, FTMC, Vilnius, Lietuva  
2009-2010: Finansų konsultantas, „Cogito Management Consulting“ Maskva, Rusija  
2008-2009: Finansininkas, „Entusiast Grp.“, Maskva, Rusija