

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS
PUSLAIDININKIŲ FIZIKOS INSTITUTAS

ANDRIUS BIČIŪNAS

PUSLAIDININKINIŲ MEDŽIAGŲ, SKIRTŲ $1\ \mu\text{m}$ BANGOS ILGIO
FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS AKTYVUOJAMŲ
TERAHERCINIŲ OPTOELEKTRONIKOS SISTEMŲ KOMPONENTAMS,
TYRIMAS

Daktaro disertacija

Fiziniai mokslai, fizika (02P), puslaidininkų fizika (P 265)

Vilnius, 2012

Disertacija rengta 2008 – 2012 metais Fizinių ir technologijos mokslų centro Puslaidininkių fizikos instituto Optoelektronikos skyriuje Optoelektronikos technologijų laboratorijoje.

Mokslinis vadovas:

prof. habil. dr. Arūnas Krotkus (Fizinių ir technologijos mokslų centras Puslaidininkių fizikos institutas, fiziniai mokslai, fizika – 02P, puslaidininkių fizika – P265).

Konsultantas:

dr. Vaidas Pačebutas (Fizinių ir technologijos mokslų centras Puslaidininkių fizikos institutas, technologiniai mokslai, medžiagų inžinerija 08T, puslaidininkių fizika – P265).

Padėka

Noriu padėkoti darbo vadovui prof. habil. dr. Arūnui Krotkui už suteiktas žinias, sudarytas sąlygas tobulėjimui optoelektronikos srityje ir pasitikėjimą sprendžiant mokslines užduotis.

Nuoširdžiai dėkoju konsultantui dr. Vaidui Pačebutui už idėjas, patarimus bei pastabas sprendžiant eksperimentinius uždavinius ir teorinius klausimus.

Dėkoju šiltam ir draugiškam optoelektronikos skyriaus kolektyvui: Renatai, Juozui, Andžėjui, Andrėjui, Danielei, Antonui, Andriui Arlauskui, Janui ir Ramūnui, vienaip ar kitaip man padėjusiems atliekant šį darbą.

Ir žinoma, dėkoju tėvams ir sesei už palaikymą ir supratimą.

Turinys

<i>Naudotos santrumpos</i>	7
<i>Įvadas</i>	8
Ginamieji teiginiai	10
Publikacijų sąrašas	12
1. Literatūros apžvalga	15
1.1 Terahercinio dažnio impulsų apibrėžtis	15
1.2 THz spektroskopijos sistemos raida	18
1.3 Šiuolaikinės THz–TDS sistemos	20
1.4 Reikalavimai THz–TDS sistemoms su fotolaidžiais THz komponentais	25
<i>1.4.1 Žematemperatūrio GaAs ypatumai ir svarba fotolaidžių komponentų gamyboje</i>	34
1.5 THz impulsų generacija puslaidininkinių darinių paviršiuose	36
<i>1.5.1 Paviršinis elektrinis laukas</i>	39
<i>1.5.2 Foto–Demberio efektas</i>	40
<i>1.5.3 Netiesiniai optiniai efektai THz spinduliuotės generavime</i>	42
<i>1.5.4 OR ir EFIOR efektų identifikavimas</i>	43
2. Tiriamieji objektai ir eksperimentų metodikos	47
2.1 Paviršinių emiterių analizė ir parinkimas	47
2.2 Fotovaržiniai prietaisai 1 μm bangos ilgio lazerinei spinduliuotei ... 49	
<i>2.2.1 Epitaksinių GaBiAs ir ŽT GaBiAs sluoksnių technologijos</i>	49
<i>2.2.2 Fotolaidžių emiterių ir detektorių projektavimas ir gaminimas</i>	51
2.3 Tyrimų metodikos ir naudotos lazerinės sistemos	52
2.4 Eksperimentų schemas	53
<i>2.4.1 THz signalų emisijos puslaidininkinių paviršiuose matavimas</i>	53

2.4.2 THz spinduliuotės emisijos priklausomybės nuo azimutinio kampo matavimai	55
2.4.3 Paviršinės THz impulsų emisijos matavimas puslaidininkio paviršius žadinant dviem optiniais impulsais	56
2.4.4 THz impulsų generacija praėjimo geometrijoje	58
2.4.5 THz spinduliuotės generavimas naudojant fotolaidžias antenas	59
2.4.6 Optinio žadinimo – THz zondavimo matavimai	60
3. THz impulsų emisijos puslaidininkių paviršiuose tyrimo rezultatai)	63
3.1 Geriausio paviršinio emiterio paieška.....	63
3.2 InAs ir InSb kristalai	68
3.3 Germanio kristalų tyrimai	73
3.4 (112) kristalografine plokštuma orientuotų InSb kristalų tyrimo rezultatai	76
3.4.1 InSb kristalų THz emisijos tyrimų rezultatai.....	77
3.4.2 InSb tyrimo rezultatų analizė	79
3.5 InGaAs ir InAs emiterių tyrimo rezultatų palyginimas.....	83
3.6 Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	84
4. Terahercinės laikinės srities spektroskopijos sistemoms skirtų fotolaidžių elementų tyrimas	86
4.1 THz spinduliuotės emiteriai ir detektoriai pagaminti iš žemoje temperatūroje užaugintų GaBiAs sluoksnių	86
4.1.1 Krūvininkų gyvavimo trukmių matavimai	86
4.1.2 GaBiAs detektorių ir emiterių tyrimai.....	89
4.1.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados	96
4.2 THz spinduliuotės emiteriai, pagaminti iš žemoje temperatūroje užaugintų GaAs sluoksnių.....	96
4.2.1 Optinio žadinimo – THz zondavimo eksperimento rezultatai	97

<i>4.2.2 THz–TDS sistemos fotolaidžių antenų, pagamintų iš žemoje temperatūroje užaugintų GaAs sluoksnių, tyrimas</i>	<i>102</i>
<i>4.2.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados</i>	<i>106</i>
<i>Išvados</i>	<i>107</i>
<i>Literatūros sąrašas.....</i>	<i>109</i>

Naudotos santrumpos

<i>Santrumpa</i>	<i>Paaiškinimas</i>
THz	Terahercai
Ti:safyro	Titano safyro lazeris
MBE	Molekulinių pluoštelių epitaksija (<i>angl. Molecular-Beam-Epitaxy</i>)
ŽT	Žematemperatūris
IR	Infraraudonųjų bangų sritis (<i>angl. Infrared</i>)
THz QWIPs	Terahercinis kvantinių duobių infraraudonosios srities jutikliai (<i>angl. Terahertz Quantum Well Infrared Photodetectors</i>)
THz–TDS	Terahercinė laikinės srities spektroskopijos sistema (<i>angl. Terahertz Time Domain Spectroscopy</i>)
SOS	Jonais bombarduoti ant safyro padėklo užauginti silicio sluoksniai (<i>angl. ion-bombarded silicon-on-sapphire</i>)
SI	Pusiau-izolijuojantis (<i>angl. Semi-Insulating</i>)
OR	Optinis lyginimas (<i>angl. Optical Rectification</i>)
EFIOR	Elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas (<i>angl. Electrical Field Induced Optical Rectification</i>)
BBO	Beta bario borato kristalas (<i>angl. Beta Barium Borate</i>)
MOCVD	Metalo-organinė sluoksnių nusodinimo technologija (<i>angl. metal-organic chemical vapour deposition</i>)
RHEED	Atsispindėjusių didelės energijos elektronų difrakcija (<i>angl. reflection high energy electron diffraction</i>)
RTA	Itin greito atkaitinimo krosnelė (<i>angl. rapid thermal annealing</i>)
FROG	Spektriškai išskiriantis autokoreliatorius (<i>angl. second harmonic frequency resolved optical gating device</i>)

Įvadas

Terahercinių (THz) impulsų generavimo ir detektavimo sistema, kurios optoelektroninius puslaidininkinius komponentus aktyvuoja femtosekundiniai lazeriniai impulsai, yra plačiai taikoma terahercinėje laikinės skyros spektroskopijoje ir THz vaizdų gavime [1]. Tradiciškai tokiose sistemose naudojami titano safyro (Ti:safyro) femtosekundiniai lazeriai, kurių lazerinės spinduliuotės bangos ilgis yra apie 800 nm. Šių lazerių gamybos technologija yra stipriai išvystyta, bei juose generuojamos spinduliuotės energija labai gerai dera su GaAs sluoksnių, naudojamų gaminimui efektyvių ultrasparčiosios optoelektronikos komponentų, sugertimi.

GaAs sluoksnių, tinkamų gaminti THz sistemų komponentams, žadinamiems 800 nm bangos ilgio spinduliuote, gamybos technologijos šiuo metu yra gana stipriai išvystos. Stipriai defektuotus GaAs sluoksnius galima užauginti žemoje temperatūroje (ŽT) naudojant molekulinį pluoštelį epitaksijos įrenginį (*angl. Molecular-Beam-Epitaxy*, MBE) [2] arba į GaAs implantuojant didelės energijos sunkių atomų jonus [3].

Vis dėlto THz sistemos su Ti:safyro lazeriu nėra patogios dėl lazerinių sistemų dydžio. Lazeriai turi sudėtingą kelių pakopų kaupinimo sistemą, ribojančią platų pritaikymą. Vienas šios problemos sprendimo būdų būtų panaudoti femtosekundinius 1 μm – 1,55 μm bangos ilgių spinduliuotės lazerius, kurie gali būti tiesiogiai kaupinami diodų matrica, todėl jų matmenys gerokai mažesni lyginant su Ti:safyro lazerinėm sistemom.

Pastaruoju metu THz impulsų generavimui vis dažniau naudojami femtosekundiniai kietakūniai ir skaiduliniai lazeriai, kurių spinduliuotės bangos ilgis patenka į artimosios infraraudonosios spinduliuotės sritį [4, 5]. Pagrindinis tokių THz sistemų trūkumas yra tas, kad vis dar ieškoma fotolaidžių elementų medžiagų, kurios tiktų THz spinduliuotės žadinimui 1 μm – 1,55 μm bangos ilgio diapazono lazeriais. Tokios medžiagos, visų pirmą turi būti jautrios optinei spinduliuotei, o jų draustinių energijų tarpai turi atitikti žadinamos spinduliuotės fotonų energiją. Naudojami sluoksniai turi pasižymėti

didele tamsine varža bei labai trumpomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis (pikosekundžių eilės). Tokias savybes turi ŽT GaAs sluoksniai kurių pagrindu pagaminti THz sistemos fotolaidūs prietaisai efektyviausiai dirba naudojant 800 nm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę. Pavyzdžiui, žadinimui naudojant 1 μm bangos ilgio lazerį, THz spinduliuotės detektavimui gana gerai tinka fotolaidūs elementai pagaminti iš ŽT InGaAs [6] ar ŽT GaBiAs [7] sluoksnių. Deja efektyvūs fotolaidūs emiteriai šiam bangos ilgiui vis dar nėra sukurti.

Šiame darbe pagrindinis dėmesys buvo skiriamas THz impulsų generavimui 1 μm bangos ilgio femtosekundiniais lazeriniais impulsais puslaidininkinių darinių paviršiuose ir fotolaidžiose optoelektroninėse sklendėse.

Darbo tikslas

1. Sukurti ir ištirti puslaidininkinius THz impulsų emiterius, skirtus sistemoms, naudojančioms 1 μm bangos ilgio femtosekundinę lazerinę spinduliuotę.

Darbo užduotys

1. Palyginti įvairių paviršinių THz emiterių efektyvumą žadinant juos femtosekundine 1 μm bangos ilgio lazerine spinduliuote.
2. Ištirti paviršinės THz generacijos mechanizmus siauratarpiuose InAs, Ge, InSb puslaidininkiuose.
3. Pagaminti ir ištirti ultrasparčias fotovaržas, sukurtas žemoje temperatūroje augintų GaBiAs sluoksnių pagrindu, bei jas pritaikyti THz impulsų generavimui.
4. Ištirti THz impulsų generavimą ir detektavimą naudojant 1 μm femtosekundinę lazerinę spinduliuotę ir fotovaržas pagamintas iš ŽT GaAs.

Darbo naujumas

- Iširta THz impulsų emisija įvairių puslaidininkinių darinių paviršiuose, aktyvuojant juos 1 μm bangos ilgio femtosekundine lazerine spinduliuote.
- Pirmą kartą iširta THz signalo azimutinė priklausomybė žemesnės simetrijos kristalografinės plokštumos (112) bandinyje.
- Nustatyta, kad aprašant THz signalų generaciją InSb paviršiuose reikia atsižvelgti tiek į optinio lyginimo, tiek ir į elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo efektus.
- Sukurti nauji ŽT GaBiAs, ŽT GaAs emiteriai ir ŽT GaBiAs detektoriai skirti THz–TDS sistemoms, kuriose naudojami 1 μm bangos ilgio femtosekundiniai lazeriai. Nuodugnai iširtos THz signalų emisijos iš GaBiAs bei ŽT GaAs emiterių charakteristikos.
- THz–TDS sistemoje naudojančioje fotolaidžias antenas, pagamintas iš GaBiAs sluoksnio, pasiektas rekordiškai didelis optinės spinduliuotės vertimo į THz spinduliuotę efektyvumas $\sim 5 \times 10^{-4}$.

Ginamieji teiginiai

1. p-tipo InAs kristalų paviršiuje esančio inversinio sluoksnio elektrinis laukas indukuoja femtosekundinių lazerio impulsų optinį lyginimą, todėl šie kristalai yra efektyvūs THz impulsų emiteriai.
2. Tiriant paviršiuje sugeneruotų THz impulsų amplitudės priklausomybes nuo azimutinio kampo (112) ar kitos žemos simetrijos plokštumos puslaidininkinių kristaluose galima kiekybiškai įvertinti optinio lyginimo ir elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo efektų įtakas.

3. Fotovaržos, pagamintos iš GaBiAs epitaksinių sluoksnių, leidžia efektyviai versti 1 μm bangos ilgio femtosekundinius impulsus terahercine spinduliuote dėl šiai medžiagai būdingo unikalios didelio elektronų judrio ($\sim 2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) ir pikosekundinių gyvavimo trukmių derinio.

Disertacijos planas

Disertacija sudaryta iš keturių skyrių, kurie suskirstyti į smulkesnius poskyrius. Darbo pradžioje pateiktas disertanto kartu su bendraautoriais publikuotų mokslinių straipsnių bei konferencijų pranešimų sąrašas.

Pirmajame disertacijos skyriuje apžvelgtos THz–TDS sistemos su fotolaidžiomis antenomis bei jose naudojami femtosekundiniai lazeriai. Trumpai aprašyti mechanizmai lemiantys THz spinduliuotės generaciją puslaidininkių paviršiuose. Apžvelgta tai kas iki pradedant disertacijos tyrimus jau buvo pasiekta su THz–TDS sistemomis, naudojant 1 μm bangos ilgio femtosekundinę lazerinę spinduliuotę. Antrajame skyriuje aprašytos naudotos tyrimų metodikos bei tiriamieji objektai. Trečiajame skyriuje pateikti bei aptarti paviršinės THz emisijos rezultatai. Ketvirtajame skyriuje analizuojami fotolaidžių antenų pagamintų iš GaBiAs bei ŽT GaAs sluoksnių tyrimų rezultatai.

Skyrių pabaigose pateikiami pagrindiniai kiekvieno skyriaus rezultatai ir išvados. Visos disertacijos išvados pateikiamos darbo pabaigoje, prieš cituojamos literatūros sąrašą.

Darbo aprobavimas ir autoriaus indėlis

Visi šiame darbe aprašyti eksperimentai buvo atlikti disertacijos autoriaus. THz signalo generuoto (112) kristalografinės plokštumos InSb bandinyje azimutines priklausomybes teoriškai aprašė V. L. Malevich iš Baltarusijos MA Fizikos instituto.

Disertacijoje pateikti rezultatai yra paskelbti septyniuose straipsniuose, kurie atspausdinti recenzuojamuose leidiniuose, bei pristatyti devyniose tarptautinėse konferencijose.

Publikacijų sąrašas

Moksliniai straipsniai:

- P1. V. Pačebutas, A. Bičiūnas, K. Bertulis, and A. Krotkus, „Optoelectronic terahertz radiation system based on femtosecond 1 μm laser pulses and GaBiAs detector“, *Electron. Lett.*, **44**, 19 (2008).
- P2. 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).
- P3. A. Bičiūnas, V. Pačebutas, A. Krotkus, „Terahertz pulse emission from semiconductor surfaces illuminated by femtosecond Yb:KGW laser pulses“, *Physica B*, **404**, p. 3386-3390 (2009).
- P4. V. Pačebutas, K. Bertulis, A. Bičiūnas, A. Krotkus, „Low-temperature MBE- grown GaBiAs layers for terahertz optoelectronic devices“, *Phys. Stat. Sol. C*, **6**, p. 2649-2651 (2009).
- P5. V. Pačebutas, A. Bičiūnas, S. Balakauskas, A. Krotkus, G. Andriukaitis, D. Lorenc, A. Pugžlys, and A. Baltuška, „Terahertz time-domain-spectroscopy system based on femtosecond Yb: fiber laser and GaBiAs photoconducting components“, *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 031111 (2010).
- P6. A. Bičiūnas, A. Gežutis and A. Krotkus, „Terahertz generation by photoconductors made from low-temperature-grown GaAs annealed at moderate temperatures“, *Electron. Lett.*, **47**, 2 (2011).
- P7. A. Bičiūnas, J. Adamonis and A. Krotkus, „Terahertz time-domain-spectroscopy system using a 1 micron wavelength laser and photoconductive components made from low-temperature-grown GaAs“, *J. of Infrared Milli. Terahz. Waves*, **33**, p. 183-191 (2012).

Konferencijų pranešimai:

- K1. V. Pačebutas, K. Bertulis, A. Bičiūnas, A. Krotkus, „GaBiAs layers for terahertz optoelectronics devices activated by 1 μm wavelength laser pulses“, The European Materials Research Society (E-MRS) 2009 Fall Meeting, 14-18 September 2009, Warsaw, Poland.
- K2. V. Pačebutas, K. Bertulis, A. Bičiūnas, A. Krotkus, „Low-temperature MBE-grown GaBiAs layers for terahertz optoelectronic devices“, 15th Semiconducting and Insulating Materials Conference (SIMC XV), 15-19 June 2009, Vilnius, Lithuania.
- K3. V. Pačebutas, A. Bičiūnas, K. Bertulis, and A. Krotkus, „GaBiAs layers for terahertz optoelectronic devices activated by 1 μm wavelength laser pulses“, XXXIX “Jaszowiec” International School & Conference on the Physics of Semiconductors, 19-24 June 2010, Krynica-Zdroj, Poland.
- K4. V. Pačebutas, K. Bertulis, R. Butkutė, A. Bičiūnas and A. Krotkus, „Electron and trap dynamics in GaBiAs layers“, Fourth International Conference on Optical, Optoelectronic and Photonic Materials and Applications (ICOOPMA), 15-20 August 2010, Budapest, Hungary.
- K5. I. Kašalynas, G. Valušis, B. Voisiat, G. Račiukaitis, L. Minkevičius, V. Tamošiūnas, A. Bičiūnas, and A. Krotkus, „Fabrication of Resonant THz Mesh Filters Employing Ultrashort-Pulse UV Laser Radiation“, Comm. We-B1.4, ENEA, 5-10 September 2010, Rome, Italy.
- K6. A. Krotkus, V. Pačebutas, A. Bičiūnas, „THz-TDS systems based on 1 mm wavelength femtosecond lasers“, SET-159 Specialist Meeting on "Terahertz and Other Electromagnetic Wave Techniques for Defence and Security", 3–4 May 2010, Vilnius, Lithuania.
- K7. A. Bičiūnas, V. Pačebutas, K. Bertulis, A. Krotkus, „Optoelectronic terahertz radiation system based on femtosecond 1 μm laser pulses and GaBiAs emitters and detectors“, 13th Int. Conf.-School "Advanced Materials and Technologies", 27–31 August 2011, Palanga, Lithuania.

- K8. J. Adamonis, A. Bičiūnas, K. Bertulis, A. Krotkus, „Low-temperature-grown GaAs as a candidate for terahertz devices activated by 1 μm wavelength laser pulses“, 13th Int. Conf.- School "Advanced Materials and Technologies", 27–31 August 2011, Palanga, Lithuania.
- K9. J. Adamonis, A. Bičiūnas, K. Bertulis, A. Krotkus, „Ultrafast photoconductors from lowtemperature-grown GaAs for terahertz pulse generation and detection with femtosecond 1- μm wavelength laser pulses“, SIMC-XVI, 16th Semiconducting and Insulating Materials Conf., 19–23 June 2011, Stockholm, Sweden.

Autoriaus moksliniai straipsniai neįtraukti į disertaciją:

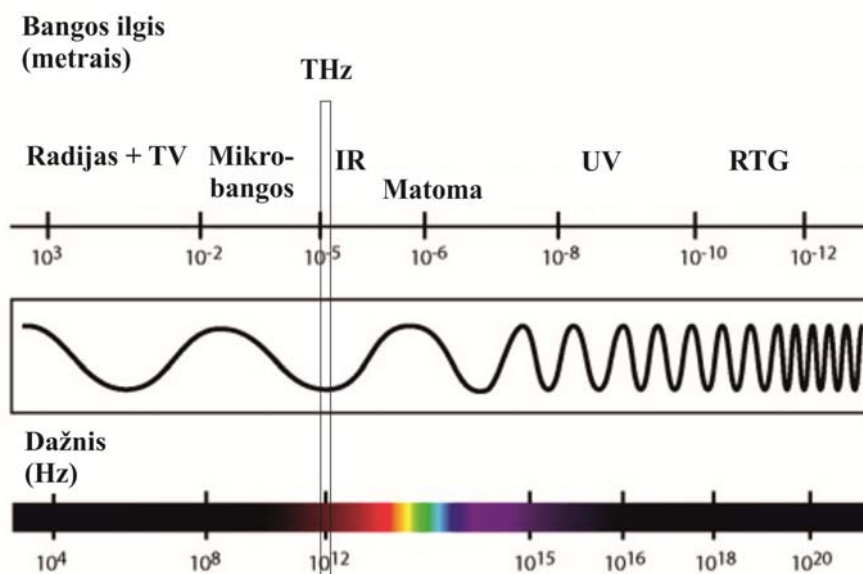
1. I. Kašalynas, G. Valušis, V. Tamošiūnas, L. Minkevičius, A. Bičiūnas, A. Krotkus, „Fabrication of resonant THz mesh filters employing the ultrashort-pulse UV laser radiation“, IRMMW-THz 2010, 35th Int. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Angelicum-Rome, Italy, Sept. 5–10, 2010, Conference Materials. [elektroninė laikmena - atmintukas].
2. B. Viosiat, A. Bičiūnas, I. Kašalynas, G. Račiukaitis, „Band-pass filters for THz spectral range fabricated by laser ablation“, Appl. Phys. A, **104**, p. 953–958 (2011).
3. A. Bičiūnas, Y. V. Malevich and A. Krotkus, „Excitation wavelength dependences of terahertz emission from surfaces of InSb and InAs“, Electron. Lett., **47**, 2 (2011).

1. Literatūros apžvalga

1.1 Terahercinio dažnio impulsų apibrėžtis

Terahercinių dažnių ruožu paprastai yra vadinama elektromagnetinių bangų spektro dalis nuo 0,1 THz iki 10 THz (1 pav.). 1 THz = 10^{12} Hz, šio dažnio svyravimų periodas yra lygus 1 ps, jų bangos ilgis – 0,3 mm, o kvanto energija – 4,1 meV. THz dažnių diapazonas yra jungiamoji grandis tarp mikrobangų ir infraraudonųjų (IR) bangų srities, tačiau, lyginant su gerai išvystytų mikrobangų ar IR diapazonų technologijų pasiekimais, THz technologija yra silpnai įsisavinta.

THz impulsų panaudojimas leidžia tirti pereinamuosius procesus su pikosekundine laikine skyra, taip pat naudoti koherentinio detektavimo metodą, kuris yra svarbus esant intensyviai foninei juodojo kūno spinduliuotei.



1 pav. Elektromagnetinių bangų spektras.

THz dažnių diapazonas yra patrauklus tuo, kad daugelio cheminių medžiagų ir biologinių objektų būdingos sugerties linijos yra šiame dažnių ruože, ir todėl šią spinduliuotę galima pritaikyti jų spektroskopiniams tyrimams [8]. THz impulsai dalinai prasiskverbia per tokias medžiagas, kaip popierius

[9], polimeras [10], audiniai [11] ir leidžia užregistruoti už jų esančius užmaskuotus objektus. THz spinduliuotės pagalba galima aptikti paslėptus ginklus [12]. Atpažinti narkotines medžiagas, kurios pasižymi charakteringu THz spektru [13]. Plastikiniai sprogmenys [14], degūs skysčiai (benzinas, dyzelinis kuras ir kt.) [15] taip pat turi sugerties linijas THz diapazone, o tai leidžia pritaikyti šią spinduliuotę jų aptikimui. Visa tai yra svarbu norint užtikrinti saugumą viešo susibūrimo vietose: oro uostuose, stadionuose, metro ir kt.

Ši spektro sritis taip pat taikoma puslaidininkių savybių tyrimui – energijų tarpų tarp įvairių laidumo juostos minimumų nustatymui [16], elektronų gyvavimo trukmių matavimams [17, 18]. Be to, THz spinduliuotę galima charakterizuoti saulės elementus [19]. Kai kurių puslaidininkinių medžiagų krūvininkų tankio, judrio vertės smarkiai išauga (pasiekia rezonansą) THz srityje, o tai leidžia pritaikyti minėtą spinduliuotę analizuojant kietųjų kūnų savitumus. Dar viena svarbi THz spinduliuotės taikymo sritis yra realaus laiko vaizdų gavimas [20].

Šiuolaikinė puslaidininkinė nanotechnologija atvėrė naujas galimybes kompaktiškų terahercinės elektronikos prietaisų kūrimui. Tokių pasiekimų pavyzdžiais galėtų būti THz kvantinis kaskadinis lazeris [21, 22, 23], THz kvantinių duobių infraraudonosios srities jutiklis (*angl. Terahertz Quantum Well Infrared Photodetectors*, THz QWIPs)) [24, 25], kvantinių taškų lazeris [26]. Tačiau šių prietaisų veikimas yra paremtas elektronų šuoliais tarp diskretinių būsenų puslaidininkiniuose nanodariniuose, todėl jų veikimui užtikrinti yra būtinos žemos temperatūros (1 THz atitinka tik 4,1 meV, o tai yra mažiau už šiluminę energija kambario temperatūroje 26 meV). Kambario temperatūroje veikiantys prietaisai būtų patogesni, tad, norint juos pagaminti, būtina ieškoti kitų fizikinių principų, nesusijusių su krūvininkų šuoliais pajuostėse, ir todėl neturinčių griežtų temperatūrinių reikalavimų.

Vienas iš sprendimo būdų būtų panaudoti optoelektroninius THz spinduliuotės generavimo ir detektavimo metodus. Tokios sistemos vadinamos terahercinės laikinės srities spektroskopijos sistemomis (*angl. Terahertz Time*

Domain Spectroscopy, THz–TDS). Be to, THz spinduliuotės taikymą lauko sąlygomis riboja galingų ir paprastų šio diapazono šaltinių trūkumas. Todėl terahercinės spinduliuotės šaltinių galios ir efektyvumo didinimas šiuo metu yra vienas aktualiausių uždavinių.

Susidomėjimas THz impulsų sistemomis pradėjo augti nuo praėjusio amžiaus 8-o dešimtmečio, kai amerikiečių fizikas Auston'as (D. H. Auston) su kolegomis atrado tai, kad trumpais lazerio impulsais (femtosekundžių trukmės) valdomos optoelektroninės sklendės išspinduliuoja pikosekundžių trukmės elektromagnetinius impulsus, kuriuos galima užregistruoti panašiomis, to paties lazerio valdomomis, optoelektroninėmis sklendėmis [27]. Platus minėtų impulsų spektras siekė THz diapazono dažnius, o to paties lazerio impulso panaudojimas generavimo ir registravimo valdymui bei sparčių sklendžių sukūrimas ir pritaikymas leido panaudoti itin jautrą koherentinį detektavimo metodą.

THz spinduliuotės generavimui THz–TDS sistemose gali būti naudojami femtosekundiniais lazerio impulsais sužadinami puslaidininkių paviršiai [28], optoelektroninės sklendės [27, 29], elektrooptiniai kristalai (netiesinė optinė sąveika) [30, 31, 32]. Nors dabartiniu metu optoelektroninių sklendžių efektyvumas yra didesnis nei kitų šiuo aspektu išvardintų THz impulsų generavimo būdų, tačiau puslaidininkių paviršiai turi savų privalumų. Jiems nereikalinga išorinė elektrinė įtampa, o tai garantuoja THz spinduliuotės šaltinio stabilumą ir patikimumą. Taip pat puslaidininkių paviršiai gali būti žadinami praktiškai bet kokio bangos ilgio lazerio impulsais. Optoelektroninės sklendės dažniausiai žadinamos 800 nm bangos ilgio lazerine spinduliuote, nes šiam bangos ilgiui jautrių puslaidininkinių medžiagų, tinkamų sklendžių gamybai, rasti yra paprasčiausia. Bet pastaruoju metu sparčiai plinta kompaktiški femtosekundiniai skaiduliniai ar lazeriniais diodais kaupinami kietakūniai lazeriai [33, 34], spinduliuojantys 1000–1550 nm diapazone, todėl šiam bangos ilgių diapazonui paviršiumi spinduliuojančių THz spinduliuotės emiterių bei optoelektroninių sklendžių paieškos svarba auga.

1.2 THz spektroskopijos sistemos raida

Pirmoji ir didžiausio mokslininkų dėmesio sulaukusi THz sistema yra THz laikinės srities spektroskopijos sistema. Joje THz generavimui ir detektavimui naudojami puslaidininkiniai prietaisai, aktyvuojami femtosekundiniais lazeriniais impulsais. Tokių sistemų tobulėjimui stiprų postūmį padarė nuo 1960 metų vidurio paspartėjęs lazerinės technikos vystimasis [35]. Sukurtos lazerių ir puslaidininkinės technologijos 1970 metų viduryje sudarė palankias sąlygas užgimti naujai technikos sričiai – ultrasparčiai optoelektronikai. Pirmuosius eksperimentus atliko ir aprašė D. Auston [36]. Jis savo darbe naudojo optoelektroninį raktą pagamintą iš silicio. Žadinant raktą pikosekundiniu lazeriu buvo generuojami elektriniai impulsai, kurių užaugimo ir gesimo laikai buvo mažesni už 1 ps. Šis darbas atvėrė plačią sritį tyrinėjimams, kurie greitai suskilo į dvi šakas. Pirmasis ultrasparčiosios optoelektronikos srities darbų siekis buvo gauti didelės galios pikosekundinius elektrinius impulsus, gaminant raktus iš medžiagų, kurios turi didelį elektronų judrį, didelį pramušimo slenkstį, bet palyginti ilgą krūvininkų gyvavimo trukmę (šimtai pikosekundžių), kaip GaAs:Cr ar InP:Fe. Ir dabar didelės galios impulsai, generuojami optoelektroniniuose raktuose, sėkmingai naudojami aktyviose lazerio srityse elektrooptiniuose elementuose (pvz. Pokelso ar Kero elementuose), ar matuojant puslaidininkyje karštųjų elektronų savybes.

Kitas labai sparčios optoelektronikos pritaikymas išnaudoja jos spartą – svarbiausią prietaiso charakteristiką. Kai elektrinio impulso užaugimo trukmė yra apie 1 ps, oscilografai, taip pat ir kiti įprastiniai elektriniai prietaisai tampa per lėti, todėl reikia naujos elektrinių signalų kitimo laike matavimo technikos. Ši problema buvo išspręsta naudojant tą patį lazerio impulsą ir elektrinio impulso generavimui, ir jo registravimui. Pirmieji darbai, kuriuose pikosekundinis elektrinis impulsas registruojamas naudojant labai greitus fololaidžius elementus [37] pasirodė 1980 metų pradžioje.

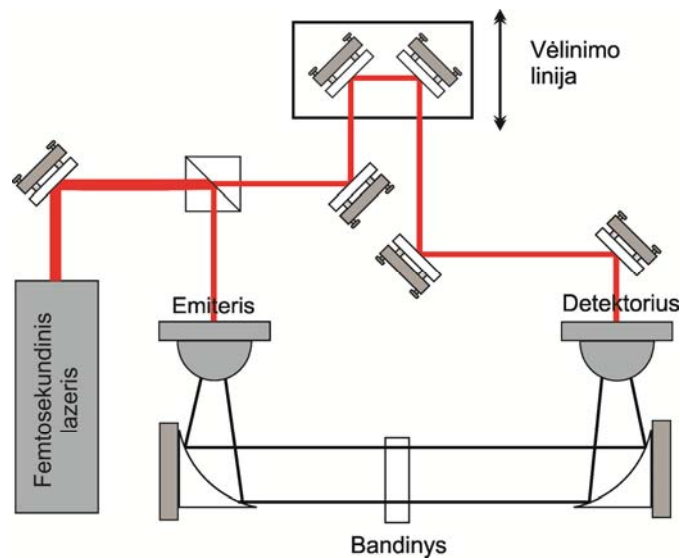
Optoelektronikoje yra labai svarbi medžiaga iš kurios padarytas raktas. Trumpos krūvininkų gyvavimo trukmės puslaidininkyje yra gaunamos

mažinant jų judrį, ko pasekoje sumažėja sugeneruoto elektrinio impulso galia. Pirmieji optoelektroniniai raktai buvo gaminami iš amorfinio silicio. Juose krūvininkų judris buvo mažas, todėl ir elektrinio impulso amplitudė buvo nedidelė.

Pasirodžius femtosekundiniams lazeriams [38] optoelektroninių prietaisų greitis pasiekė subpikosekundines trukmes. Daugumoje perdavimo linijų, įskaitant ir mikrojuostelines linijas, kurios naudojamos pikosekundinėje optoelektronikoje, stipriai pasireiškia signalų išplitimas dėl dispersijos įtakos. Svarbus proveržis buvo pasiektas D. Auston ir kolegų AT&T Belo laboratorijoje [27]. Jie pirmieji integravo pikosekundinį fotolaidininką su plačiajuoste dipoline antena taip, kad taptų įmanoma generuoti ir registruoti labai trumpus elektrinius impulsus, sklindančius laisvąja erdve. Šiame darbe buvo panaudota nauja puslaidininkinė optoelektroninių sklendžių medžiaga – ant safyro padėklo užauginti jonais bombarduoti silicio sluoksniai (*angl. ion-bombarded silicon-on-sapphire, SOS*) – kurioje krūvininkų rekombinacijos trukmės buvo mažesnės nei 1 ps.

Atstumas tarp emiterio ir detektoriaus šiuo atveju buvo tik apie 2 mm, todėl dar buvo per anksti šnekėti apie tokios spektroskopinės sistemos panaudojimą. Pirmoji žinoma THz–TDS (2 pav.) buvo sukurta Ch. Fattinger ir D. R. Grischowsky [39]. Jie taip pat naudojo dipolinę anteną pagamintą iš jonais apšvitinto SOS, tačiau THz pluošto kolimavimui pasitelkė hemisferinio paviršiaus lęšiuką, pagamintą iš kristalinio safyro, ir parabolinius veidrodžius. Tai leido padidinti THz pluošto sklidimą laisvąja erdve iki 100 cm.

Tokios THz–TDS sistemos yra jautrios tolimajai infraraudonajai spinduliuotei, ir pasižymi didesniu nei 10^5 signalas-triukšmas santykiu. Šios sistemos turi koherentinį elektrinio lauko detektavimą, vienu metu registruojant ir THz impulso skirtingų dažnių komponentų fazę, ir amplitudę.



2 pav. THz–TDS sistema.

Sėkmingas THz–TDS sistemų vystymas stipriai priklauso nuo fotolaidžių raktų medžiagų charakteristikų – gyvavimo trukmės, elektronų judrio, tamsinės varžos ir pažeidimo slenksčio – optimizavimo. Medžiagos raktams gaminti parinkimas priklauso nuo jo žadinimui skirto femtosekundinio lazerio bangos ilgio. Pvz. dažų lazeriams ($\lambda \approx 620$ nm), kurie buvo naudoti pirmosiose THz–TDS sistemose, geriausiai fotolaidiems raktams tiko jonais apšvitinti SOS sluoksniai. Sukūrus titano safyro (Ti:safyro) lazerį ($\lambda \approx 800$ nm), kurio modos yra sinchronizuojamos panaudojant Kero lęšio efektą, THz–TDS sistemose naudojami žemoje temperatūroje molekulinio pluoštelio epitaksijos būdu (MBE) auginti GaAs sluoksniai.

Toliau aptarsime skirtingų THz–TDS sistemų veikimo charakteristikas.

1.3 Šiuolaikinės THz–TDS sistemos

THz impulsų generavimui puslaidininkinių darinių paviršiuose [40, 41, 42], fotolaidžiose antenose [27, 29], elektrooptiniuose kristaluose [30, 31, 32], ar netgi ore sukurtoje plazmoje [43] yra naudojami femtosekundiniai lazeriai. Pirmuosiuose darbuose, tyrinėjančiuose THz impulsų generaciją iš

puslaidininkių paviršių, terahercinei emisijai gauti buvo naudojamas dažų lazeris [42]. Šis lazeris spinduliavo 70 fs trukmės ir 100 MHz pasikartojimo dažnio impulsus, o lazerinės spinduliuotės bangos ilgis buvo 625 nm. Buvo tirti InP, GaAs, CdTe ir t.t. puslaidininkiai [44]. Ir nustatyta, kad naudojant dažų lazerius tinkamiausia medžiaga paviršiniams emiteriams yra InP. THz impulsų amplitudžių įvairioms medžiagoms palyginimas pateiktas 1 lentelėje, žadinimui naudojant dažų lazerį, kurio bangos ilgis 625 nm [44].

1 lentelė. Terahercinio signalo amplitudės sugeneruotos įvairių puslaidininkių paviršiuose, kai jų žadinimui buvo naudojama 625 nm bangos ilgio femtosekundinė lazerinė spinduliuotė [44].

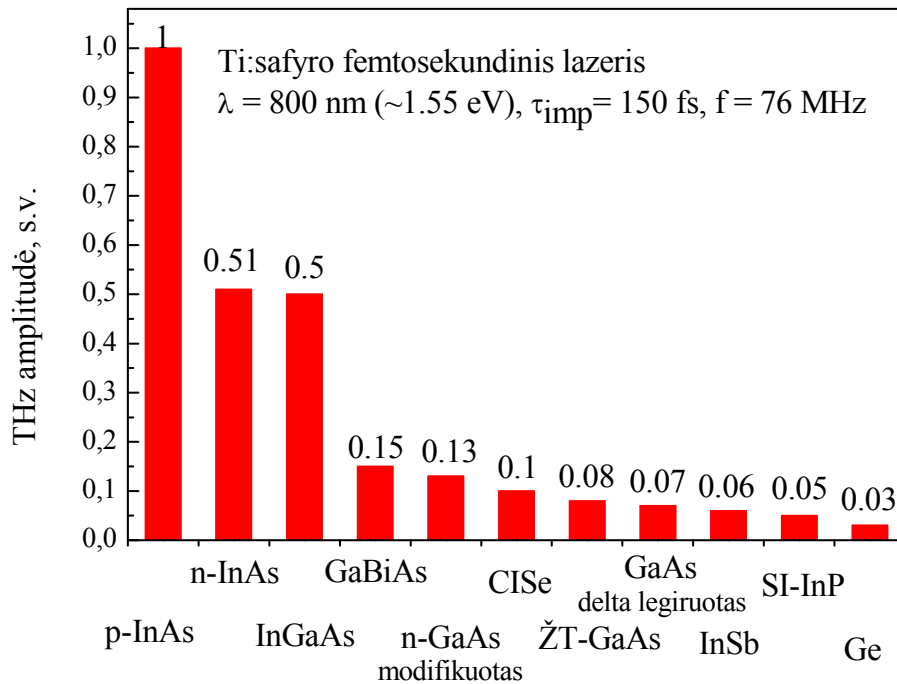
	<i>InP</i>	<i>GaAs</i>	<i>CdTe</i>	<i>CdSe</i>	<i>InSb</i>	<i>Ge</i>	<i>GaSb</i>	<i>Si</i>	<i>GaSe</i>
Amplitudė, s.v.	100	71	33	11	8	7	2	0,5	<0,1

THz–TDS sistemose, kuriose naudojami femtosekundiniai dažų lazeriai (šviesos kvanto energija ~ 2 eV), fotolaidūs prietaisai THz detektavimui ir emitavimui buvo gaminami iš silicio sluoksnių užaugintų ant safyro padėklų [38].

XX a. pabaigoje buvo sukurtas kietakūnis Ti:safyro femtosekundinis lazeris, kuriame generuojama 780 nm – 800 nm bangos ilgio lazerinė spinduliuotė. Ši lazerinė sistema buvo žymiai patogesnė, todėl Ti:safyro lazeriai greitai išpopuliarėjo ir buvo pradėti plačiai naudoti THz–TDS sistemose [45, 46, 47]. 3 pav. pateikta paviršinių emiterių suvestinė [48]. Matome, kad naudojant 800 nm bangos ilgio femtosekundinę lazerinę spinduliuotę didžiausia THz signalo amplitudė pasiekama naudojant p-InAs paviršinį emiterį.

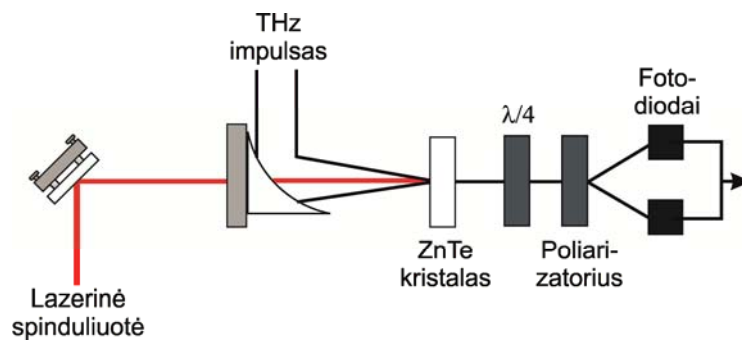
Pailgėjus naudojamos lazerinės spinduliuotės bangos ilgiui pasikeitė ir efektyviausias paviršinis puslaidininkinis emiteris. Tai lėmė draustinių energijų tarpo dydis bei tai, ar pakanka, ar ne šviesos kvanto energijos tam, kad būtų

galima sužadinti laisvus krūvininkus be dvifotonės sugerties ir be krūvininkų sklaidos į aukštesnius slėnius (X, L).



3 pav. THz impulsų emisija skirtingų puslaidininkinių darinių paviršiuose, žadinant juos Ti:safyro lazeriu [48].

Naudojant Ti:safyro lazerinę sistemą, THz emisiją registruoti galima elektrooptiniu detektavimo metodu (4 pav.), kuriame THz impulsų registravimui naudojami netiesiniai optiniai kristalai, tokie kaip ZnTe [49]. Tačiau ir šiuo atveju yra tam tikri lazerinės spinduliuotės, naudojamos elektrooptinių kristalų zondavimui, ribojimai. Pavyzdžiui, naudojant ZnTe kristalus šviesos kvanto energija turėtų neviršyti ZnTe draustinių energijų tarpo, tai yra 2,39 eV, nes zonduojanti spinduliuotė neturi būti sugerama elektrooptiniame kristale. Be to, dar vienas tokių sistemų trūkumas yra tai, kad naudojant ilgesnio bangos ilgio lazerinę spinduliuotę (pvz., 1 μm ir 1,55 μm) gaunamas labai prastas lazerinės ir THz spinduliuotės fazinis sinchronizmas, todėl elektrooptiniai kristalai turi būti plonesni nei Ti:safyro sistemose (ZnTe kristalų storis $\sim 20 \mu\text{m}$) [49].



4 pav. Elektrooptinė THz impulsų detektavimo schema.

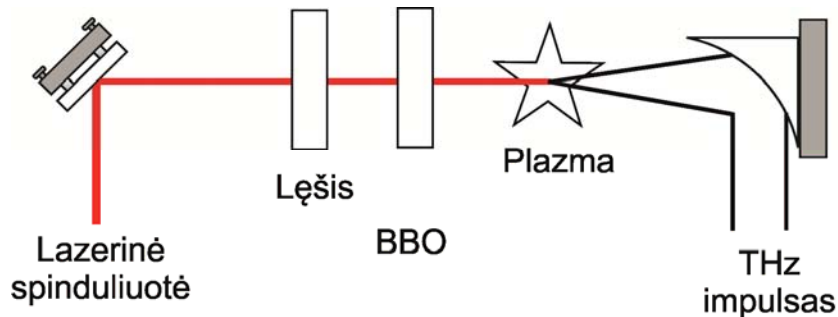
Naudojant elektrooptinius kristalus THz spinduliuotė ir zonuojanti lazerinė spinduliuotė eina per netiesinį kristalą tuo pačiu keliu (4 pav.). THz impulsas sklisdamas per kristalą sukuria elektrinį lauką, kuris dėl tiesinės elektrooptinės sąveikos keičia zonuojančio lazerio impulso poliarizaciją. Už netiesinio kristalo (ZnTe) statoma $\lambda/4$ plokštelė ir poliarizatorius, kurių pagalba yra atskiriamos poliarizacijos. Toliau stovintys fotodiodai registruoja dviejų statmenų poliarizacijų šviesos pluoštelių intensyvumo pokyčius.

Pastaruoju metu sparčiai plinta THz–TDS sistemos, kuriose naudojami sustiprintos Ti:safyro lazerinės sistemos (lazerinės spinduliuotės bangos ilgis 800 nm, impulsų trukmės 35 fs – 130 fs, impulsų energija 0,8 – 70 mJ ir pasikartojimo dažnis 1 kHz). THz signalai šiose sistemose generuojami ir detektuojami sukuriant plazmą ore [43, 50] arba kitose dujose, pvz. argone [51] (5 pav.).

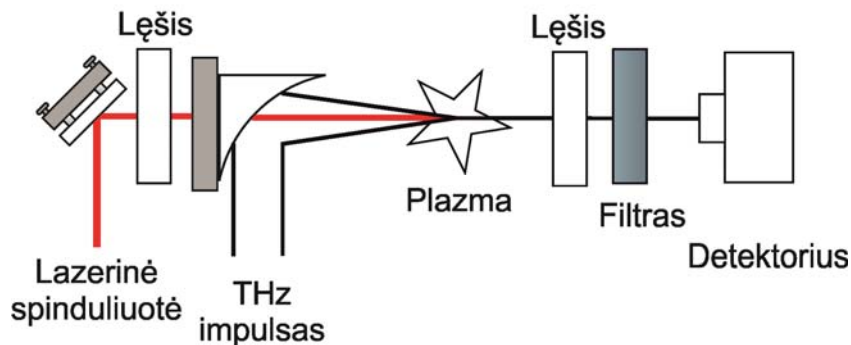
Šiose sistemose plazma sukuriamą, lazerinės spinduliuotės pirmai harmonikai ω pramušant orą. THz impulsai generuojami dėl plazmai būdingo trečios eilės optinio netiesiškumo, leidžiančio maišyti lazerinės spinduliuotės pirmos ir antros harmonikų signalus (5 a pav.). Lazerinės spinduliuotės antroji harmonika gaunama panaudojus beta bario borato (*angl. Beta Barium Borate*; BBO) kristalą.

Detektavimas tokiose THz–TDS sistemose vyksta panaudojant ore sukurtą plazmą (5 b pav.). Sukurtoje plazmoje THz signalas maišomas su

zondojuančiu optiniu impulsu. Fotodaugintuvu yra registruojamas antros harmonikos signalas, gautas maišantis lazerinės spinduliuotės pirmajai harmonikai ω su THz signalu [43].



(a)



(b)

5 pav. THz impulsų generavimo (a) ir detektavimo (b) schemas panaudojant ore sukurtą plazmą.

Aptartose sistemose naudojami femtosekundiniai Ti:safyro lazeriai. Kadangi Ti:safyro lazeris reikalauja sudėtingo daugiapakopio optinio žadinimo, šios sistemos yra didelės ir sudėtingos.

Telekomunikacijų technologijos yra vienos iš pažangiausių. Todėl ir optoelektronikos taikymai šiuo metu didžiąją dalį dėmesio sutelkia į komponentus, galinčius veikti telekomunikacijų bangų ruože (1,3 μm arba 1,55 μm). Femtosekundiniai lazeriai emituojantys 1 μm ilgio bangas irgi galėtų būti perspektyvūs ir naudojami THz–TDS sistemose. Jie gali būti žadinami tiesiogiai naudojant lazerinių diodų matricas, o tai leidžia sukurti mažų

matmenų terahercines sistemas. Kainos ir lankstumo požiūriu THz taikymams taip pat yra labai patrauklios sistemos su optinėmis skaidulomis. 1 μm bangos ilgio spinduliuotės slopinimas skaidulose yra mažesnis nei ties 800 nm bangos ilgiu. Be to pastaruoju metu atsirado nemažai kompaktiškų Nd⁺ ir Yb⁺ legiruočių kietakūnių ar skaidulinių lazerių. Tačiau THz sistemose emiterius ir detektorius žadinant 1 μm, 1,3 μm ir 1,55 μm lazerine spinduliuote ŽT GaAs sluoksniai nėra efektyvus fotolaidininkai, nes jų draustinių energijų tarpai yra didesnis nei atitinkamų fotonų energijos, be to, fotonų sugerties procesai nepakankamai efektyvūs [52]. Vadinasi keičiant naudojamos lazerinės spinduliuotės bangos ilgį, reikia ieškoti naujų puslaidininkinių medžiagų, kurios būtų tinkamiausios tai spinduliuotei jautriems THz emiteriams ir detektoriams gaminti.

1.4 Reikalavimai THz–TDS sistemoms su fotolaidžiais THz komponentais

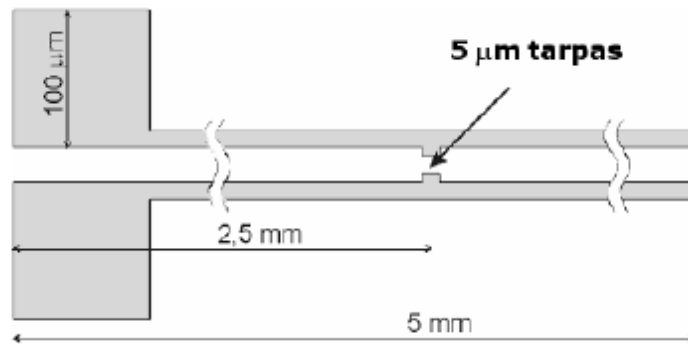
THz signalas generuojamas, kai fotolaidininką apšviečiantis lazerio impulsas pakeičia jo laidumą. Fotolaidumo kitimas yra sudėtingas reiškinys. Jis apima karštųjų elektronų ir skylių generavimą, jų sparčią termolizaciją, elektronų balistinį greitėjimą dėl išorinio elektrinio lauko poveikio, dreifinio elektronų greičio pliūpsnį (*angl. overshoot*) [53] ir elektrinio lauko ekranavimą [54]. Išspinduliuoto THz impulso forma priklauso nuo antenos konstrukcijos ir išorinių sklaidimo sąlygų sistemoje.

Sugeneruotas THz signalas fotolaidininke teoriškai aprašomas Maksvelo lygtimis:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E}(t) &= \frac{\partial B(t)}{\partial t}, \\ \nabla \times \vec{B}(t) &= \mu_0 \vec{J}(t) + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t}, \end{aligned} \tag{1}$$

kur $E(t)$ – elektrinis laukas, $B(t)$ – magnetinis laukas, $J(t)$ – srovės tankis dėl laisvųjų ir surištųjų krūvininkų įnašų, ϵ_0 , μ_0 – atitinkamai laisvųjų krūvininkų dielektrinė ir magnetinė skvarbos. Sužadinus medžiagą femtosekundiniu

lazerio impulsu sukuriami spartūs medžiagos savybių pokyčiai, galintys tapti sugeneruotos THz spinduliuotės šaltiniais. Dažniausiai fotolaidžios antenos yra formuojamos „H“ formos (6 pav.).



6 pav. Fotolaidžių antenų kontaktai.

Šios antenos yra gaminamos iš didžiavaržio puslaidininkio, kurio draustinių energijų tarpas mažesnis už žadinimui naudojamo lazerio fotono energiją. Ant puslaidininkio dažniausiai gaminami H formos kontaktai su kelių mikrometrų ilgio plyšiu. Tarp kontaktų prijungus kelių dešimčių voltų įtampą, sklendėje teka nedidelė tamsinė srovė. Plyšį apšvietus femtosekundiniu lazerio impulsu, per trumpą laiką, palyginamą su lazerio impulso trukme, srovė išauga daug kartų. Šis srovės kitimas savo ruožtu sąlygoja vieno periodo subpikosekundinio elektromagnetinio impulso išspinduliavimą. Auston'o optoelektroninės sklendės spinduliuotei aprašyti tinka Herco dipolio teorija [39].

Fotolaidininkuose dėl lazerio impulsų dažniausiai pasikeičia medžiagos laidumas σ . Todėl iš tradicinės antenos, kuri veikia kaip Herco dipolis išspinduliuotas THz elektrinis laukas $E_{THz}(t)$ bus proporcingas pirmai per fotosužadintą antenos tarpą tekančios srovės j_e išvestinei:

$$E_{THz}(t) \propto \frac{dj_e(t)}{dt} \quad (2)$$

Fotosrovės tankis j_e emityroje apskaičiuojamas radus lazerio impulso ir sklendės atsako konvoliuciją:

$$j_e(t) = P(t) \otimes [n_e(t)qv_e(t)], \quad (3)$$

čia $P(t)$ – lazerio impulso galia, $n_e(t)$, $v_e(t)$, q atitinkamai yra fotosužadintų krūvininkų tankis, greitis ir krūvis. Pagal Drude modelį vidutinis laisvųjų krūvininkų greitis $v_e(t)$ elektriniame lauke $E(t)$ tenkina šią diferencialinę lygtį:

$$\frac{dv_e(t)}{dt} = -\frac{v_e(t)}{\tau_s} + \frac{q}{m_{em}} E(t), \quad (4)$$

čia τ_s ir m_{em} atitinkamai yra krūvininkų sklaidos periodas ir efektinė masė. Panaudojus THz impulsų generavimo ir detektavimo fotolaidžiuose raktuose analitinį modelį, pasiūlytą Duvilaret ir kt. [55], gauti rezultatai duoda išsamią informaciją apie tai, kokią įtaką puslaidininkio parametrai turės THz–TDS sistemos savybėms. Kvazioptinės THz–TDS sistemos plačiai tyrinėtos [56] darbe. Duvilaret ir kt. modelis labiausiai tinka medžiagoms, kurių charakteringos skirtingų krūvininkų pernašos ir rekombinacijos trukmės nepriklauso nuo optinio sužadavimo lygio.

Naudojant fotolaidžią anteną pagamintą iš puslaidininkio, prie kurio prijungta išorinė įtampa, THz spinduliuotės generavimo pirmas žingsnis yra sužadinimas trumpu (femtosekundiniu) lazerio impulsu. Čia svarbu yra tai, kad fotolaidi antena būtų pagaminta iš puslaidininkio, kurio draustinių energijų tarpas E_g yra mažesnis už lazerio fotono energija $\hbar\nu$. Tik tada fotonai bus sugeriami, ir atsiras elektronų ir skylių poros. Darbe [55] daroma prielaida, jog nepusiausvirieji krūvininkai yra sukuriami puslaidininkyje veikiant jį Gauso formos lazeriniais impulsais (impulso trukmė – τ_{las}), o jų gesimas aprašomas viena eksponente su skirtingomis gyvavimo trukmėmis – τ_{em} (THz emiteryje) ir τ_{det} (THz detektoriuje). Modelyje įskaitomas tik judresnių nei skylės elektronų indėlis. Vidutinis fotoelektronų greitis $v_e(t)$ aprašomas naudojant klasikinį Drudės modelį:

$$\frac{dv_e(t)}{dt} = \frac{q}{m_{em}} E(t) - \frac{v_e(t)}{\tau_{mem,mdet}}, \quad (5)$$

čia τ_{mem} , τ_{mdet} atitinkamai yra impulsų relaksacijos trukmės emiterio ir detektoriaus medžiagose.

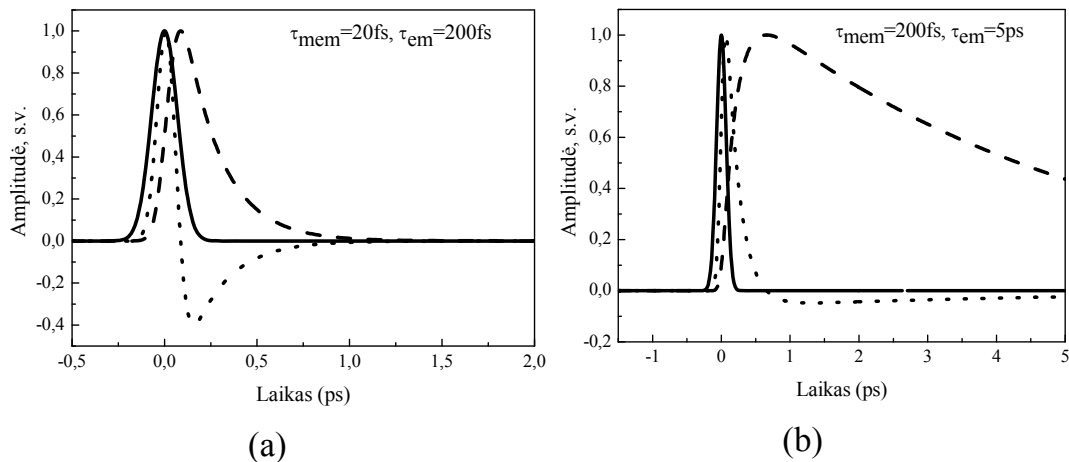
Optinio impulso intensyvumas, elektronų tankis ir jų dreifinis greitis priklauso nuo laiko. Po jų konvoliucijos (3), fotosrovės tankis emiteryje aprašomas [55]:

$$j_{em}(t) = \left\{ \begin{array}{l} \exp\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2}{4\tau_{em}^2} - \frac{t}{\tau_{em}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}}{2\tau_{em}} - \frac{t}{\tilde{\tau}_{las}}\right) - \\ - \exp\left(\frac{\tau_{las}^2}{4\tilde{\tau}_{em}^2} - \frac{t}{\tilde{\tau}_{em}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}}{2\tilde{\tau}_{em}} - \frac{t}{\tilde{\tau}_{las}}\right) \end{array} \right\} \frac{P_{em} E_{dc} \tau_{mem}}{m_{em}}, \quad (6)$$

čia $\tilde{\tau}_{las} = \tau_{las} / 2\sqrt{\ln 2}$ (τ_{las} – lazerinio impulso trukmė) ir $1/\tilde{\tau}_{em} = 1/\tau_{em} + 1/\tau_{mem}$ (τ_{em} – elektronų gyvavimo trukmė), P_{em} – emiteryje sugerta lazerinė galia, o E_{dc} – elektrinis laukas emiteryje.

7 pav. pateiktos emiterio fotosrovės ir išspinduliuoto THz impulso tolimajame lauke, kai atstumas nuo emiterio yra pakankamai didelis lyginant su išspinduliuojamos bangos ilgiu, laikinės priklausomybės, apskaičiuotos remiantis (5) ir (6) lygtimis. Palyginimui pateikta žadinančiojo optinio impulso laikinė forma.

Šie kitimai būdingi dviem skirtingiems emiteriams, pagamintiems iš skirtingų medžiagų, kuriose krūvininkų gyvavimo trukmės τ_{em} yra 200 fs ir 5 ps. Elektronų impulso relaksacijos trukmės atitinka ŽT GaAs ($\tau_{mem} = 20$ fs) ir pusiau-izoliuojančio (SI) GaAs ($\tau_{mem} = 200$ fs). ŽT GaAs pagrindu pagaminto emiterio su ilgesne krūvininkų gyvavimo trukme bangos forma artima vienpolei, tuo tarpu emiteryje, pagamintame iš medžiagos su trumpesne krūvininkų gyvavimo trukme, yra generuojamas dvipolis THz spinduliuotės impulsas. Abiem atvejais elektromagnetinio impulso trukmė yra trumpesnė nei



7 pav. Prietaisų, pagamintų iš puslaidininkių su skirtingomis elektronų gyvavimo trukmėmis (τ_{em}) ir skirtingomis jų impulsų relaksacijos trukmėmis (τ_{mem}), fotosrovė (punkttyrinė kreivė) ir išspinduliuoti THz impulsai (taškinė kreivė). Optinio impulso forma – pavaizduota ištisine kreive. Optinio impulso trukmė – 100 fs.

1 ps, nes laiptelio formos fotosrovės laikinė charakteristika sukuria delta formos impulsą tolimajame lauke. Kai apšviečiame lazerio impulsu, išspinduliuotojo impulso trukmę riboja sužadintos fotosrovės augimas. Todėl THz impulsai galėtų būti išspinduliuoti ir emiteriuose, pagamintuose iš puslaidininkio pasižyminčio ilga krūvininkų gyvavimo trukme. Pirmą kartą eksperimentiškai tai buvo pademonstruota [57] darbe. Kita vertus krūvininkų gyvavimo trukmė negali būti ilgesnė nei lazerio impulsų pasikartojimo periodas, nes tik tuo atveju fotolaidininko tamsinė varža ir elektrinis laukas spės atsistatyti iki jam būdingų tamsinių verčių. Kai femtosekundinių lazerių impulsų pasikartojimo dažnis yra kelių dešimčių megahercų, ši sąlyga yra patenkinama tik tada, jei krūvininkų gyvavimo trukmės yra trumpesnės nei 1 ns.

THz impulsų detektavimas fotolaidžiomis antenomis yra pagrįstas panašiais fizikiniais principais kaip ir THz impulsų generavimas. THz impulsų registravimui su geresne nei 1 ps laikine skyra dipolinė antena yra gaminama iš puslaidininkio su trumpa krūvininkų gyvavimo trukme, o detektorius

žadinamas ultratrumpais lazerio impulsais, sukuriančiais jame sparčius elektrinio laidumo pokyčius. Įtampos kritimą tarp fotolaidaus detektoriaus kontaktų šiuo atveju sukuria kvazioptinė sistema atsklidęs THz impulsas. Srovė tokia detektoriuje yra proporcinga THz impulso amplitudei bei lazerio sukurtam laidumo pokyčiui detektoriuje. Tiek emiteris, tiek ir detektorius yra aktyvuojami to paties lazerinio impulso.

Fotosrovės tankis j_{det} detektoriuje apskaičiuojamas radus lazerio impulso ir sklendės atsako konvoliuciją:

$$j_{det}(t) = P(t) \otimes [n_{det}(t)qv_{det}(t)], \quad (7)$$

čia v_{det} laisvųjų krūvininkų greitis detektoriuje, kuris įvertinamas pagal:

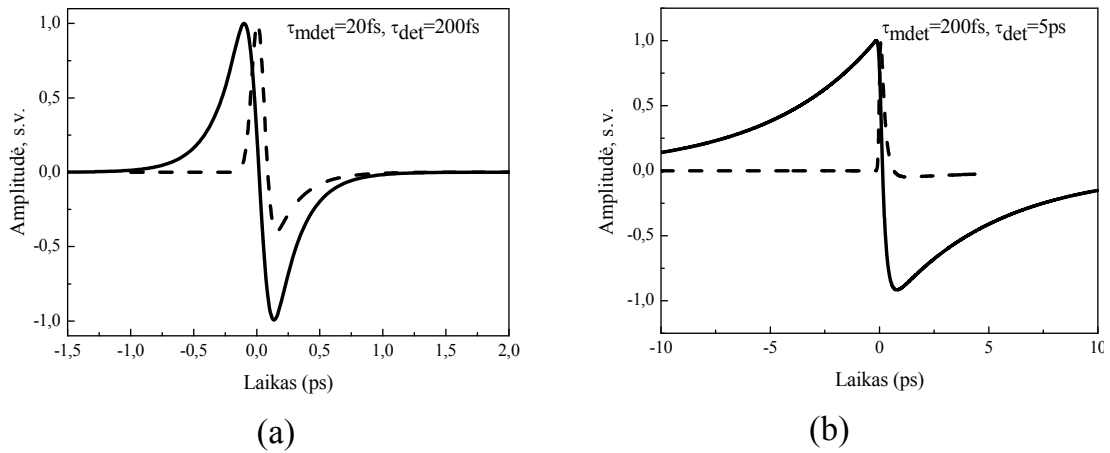
$$\frac{dv_{det}(t)}{dt} = \frac{q}{m_{det}} E_{THz}(t) - \frac{v_{det}(t)}{\tau_{m_{det}}}, \quad (8)$$

Apskaičiavus konvoliuciją (7) fotosrovės tankis detektoriuje aprašomas [55]:

$$j_{det}(t) = \frac{P_{em} P_{det} E_{dc} \tau_{mem} \tau_{m_{det}} \tilde{\tau}_{det}}{m_{em} m_{det} (\tau_{em} + \tau_{rec})(\tilde{\tau}_{em} + \tau_{det})} \times \left\{ \begin{aligned} & (\tau_{em} + \tau_{det}) \exp\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2}{2\tilde{\tau}_{em}^2} - \frac{t}{\tilde{\tau}_{em}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2 - t\tilde{\tau}_{em}}{\sqrt{2}\tilde{\tau}_{em}\tilde{\tau}_{las}}\right) + \\ & + (\tau_{em} - \tilde{\tau}_{em}) \exp\left(\frac{\tau_{las}^2}{2\tau_{det}^2} + \frac{t}{\tau_{det}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2 + t\tau_{det}}{\sqrt{2}\tau_{det}\tilde{\tau}_{las}}\right) - \\ & - (\tau_{det} + \tilde{\tau}_{em}) \exp\left(\frac{\tau_{las}^2}{2\tau_{em}^2} - \frac{t}{\tau_{em}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{\tau}_{las}^2 - t\tau_{em}}{\sqrt{2}\tau_{em}\tilde{\tau}_{las}}\right) \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

čia $1/\tilde{\tau}_{det} = 1/\tau_{det} + 1/\tau_{m_{det}}$ (τ_{det} – elektronų gyvavimo trukmė detektoriuje), P_{det} yra detektoriuje sugerta lazerinė galia.

8 pav. parodyta kaip detektoriaus fotosrovė kinta laike, skaičiuojant pagal (9) formulę. Čia emiterio medžiagos parametrai atitinka SI GaAs, o detektoriaus medžiagai buvo naudoti SI GaAs arba ŽT GaAs parametrai. Palyginimui taip pat parodyta įeinančio THz impulso forma.



8 pav. Išspinduliuoti (punkttyrinė kreivė) ir detektoriumi užregistruoti THz impulsai (ištisinė kreivė). Detektoriai pagaminti iš dviejų medžiagų su skirtingomis elektronų gyvavimo trukmėmis (τ_{det}) ir impulso relaksacijos trukmėmis (τ_{mdet}). Optinių impulsų trukmė – 100 fs.

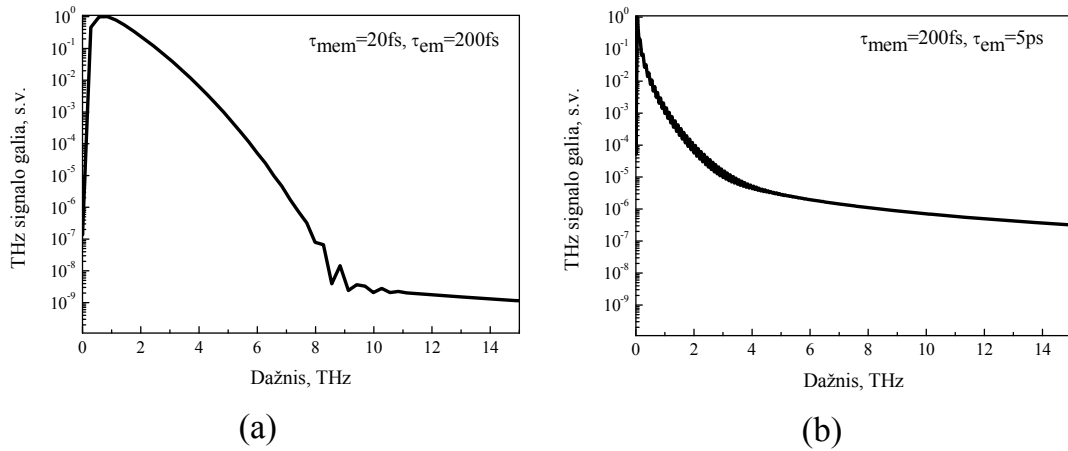
Abiem atvejais detektoriumi užregistruoti fotosrovės impulsai turi staigų kitimą ties impulso viduriu ir lėtesnę dinamiką, nulemtą fotosužadintų elektronų tankio detektoriuje atsistatymo iki pusiausvyrinės padėties, impulsų kraštuose. Svarbu pastebėti, kad staigi fotosrovės laikinės priklausomybės eiga yra gaunama ir tuomet, kai naudojame detektorių su mažesne krūvininkų rekombinacijos trukme. Galimybė panaudoti THz impulsų detektavimui fotolaidininkus su ilgomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis pirmą kartą buvo pademonstruota [58] darbe, kur subpikosekundinis elektrinis impulsas buvo išmatuotas naudojant GaAs su krūvininkų gyvavimo trukme artima 1 ns. Vėliau Kono ir kiti [59] sukūrė THz–TDS sistemą, kurioje buvo panaudotas fotolaidus GaAs detektorius, apšviečiant jį 15 fs trukmės lazeriniais impulsais. Detektoriumi gamybai naudodami medžiagą su krūvininkų gyvavimo trukme $\sim 1,4$ ps autoriai pasiekė net 40 THz pločio registruojamų dažnių juostą, kuri daug platesnė, nei buvo galima tikėtis.

Itin plačios juostos detektavimo atveju fotolaidi antena dirba kaip integruojantis detektorius, o THz bangos forma yra proporcinga išmatuotos fotosrovės išvestinei [59, 60]. [60] darbe aprašyta sistema, lyginant ją su ankstesniąją [59], buvo papildyta mechaniniu vibraciniu stendu, skirtu THz impulsų diferencijavimui. Tai leido pakeisti fotolaidžios antenos efektyvumą, o registruojamųjų dažnių diapazonas išplito iki 60 THz.

Užregistruotos srovės impulso spektras $J_{\text{det}}(f)$ aprašomas laikinės priklausomybės $J_{\text{det}}(t)$ (9) Furjė transformacija [55]:

$$J_{\text{det}}(f) \propto \frac{P_{em} P_{\text{det}} E_{dc} \tau_{em} \tau_{\text{det}} \tilde{\tau}_{em} \tilde{\tau}_{\text{det}} f \exp(-2(\pi f \tilde{\tau}_{las})^2)}{m_{em} m_{\text{det}} (1 - 2i\pi f \tau_{em}) (1 + 2i\pi f \tau_{\text{det}}) (1 - 2i\pi f \tilde{\tau}_{em})}. \quad (10)$$

9 pav. palyginti du Furjė spektrai, gauti dviem skirtingomis THz–TDS sistemomis. Čia, kaip ir anksčiau, abu fotolaidūs THz komponentai buvo pagaminti iš to paties puslaidininkio pasižyminčio skirtingais elektronų judriais bei jų gyvavimo trukmėmis.



9 pav. ŽT GaAs (a) ir SI GaAs (b) pagrindu pagamintų THz–TDS sistemų Furjė spektrai.

Iš šių spektrų matome, kad galios kritimas didelių dažnių srityje yra žymesnis tada, kai naudojama THz–TDS sistema su elementais pagamintais iš medžiagos su ilgesne krūvininkų gyvavimo trukme. Šiuo atveju dažnių juosta tam pačiam signalo-triukšmo santykiui ($S/N = 50$ dB) yra beveik du kartus

siauresnė. Nors pagrindinis triukšmo šaltinis THz–TDS sistemoje yra lazerio galios fluktuacijos, vis tik ilgos krūvininkų gyvavimo trukmės medžiagoje su didesne vidutine fotosrove turi didesnę įtaką šiluminio triukšmo padidėjimui.

Lygtis (5) aprašanti fotosužadintų elektronų dinamiką yra apytikslė ir gali įvesti ganėtinai dideles paklaidas skaičiuojant sistemos charakteristikas. Grynuose puslaidininkiuose tipinė impulso relaksacijos trukmė siekia 100 fs. Todėl žadinimui naudojant lazerio impulsus su trukme trumpesne nei τ_{mem} relaksacijos trukmė riboja maksimalų emiterio išspinduliuotą dažnį. Reikia prisiminti, kad elektriniai laukai emiteryje paprastai yra gana stiprūs, taigi elektronų dreifinio greičio pliūpsnis sukels spartesnį fotosrovės signalo augimą ir bus išspinduliuojami aukšti dažniai [61]. GaAs elektronų dreifinio greičio pliūpsnis atsiranda dėl to, jog elektronų energijai pasiekus šalutinių laidumo juostos slėnių padėtį $\Delta\varepsilon$, tarpšlėninė sklaida lemia žymų impulso relaksacijos trukmės τ_{mem} sumažėjimą. Per laiką Δt , kol elektrinis laukas E pagreitins elektronus iki energijos $\Delta\varepsilon$, jie judės didesniu greičiu nei stacionariu atveju. Δt dydį galime rasti iš sąryšio:

$$\Delta t = \frac{\sqrt{2m\Delta\varepsilon}}{qE}, \quad (11)$$

čia m – krūvininkų efektinė masė.

THz emiteriuose, pagamintuose iš GaAs, elektrinis laukas yra apie 100 kV/cm, o tarpas tarp Γ ir X slėnių – $\Delta\varepsilon = 0,42$ eV. Pradžioje elektronai greitėja veikiami elektrinio lauko, o maždaug po 60 fs staiga sulėtėja dėl sklaidos į X slėnį, kuriame elektronai turi didesnę efektinę masę. Todėl fotosrovės kilimo laikas, o kartu ir išspinduliuoto THz impulso trukmė, yra daug mažesnė nei τ_{mem} . Šis efektas eksperimentiškai buvo patvirtintas [62] darbe.

Kaip buvo minėta THz detektorių gamybai naudojamos medžiagos, trumpesnėmis nei 1 ps krūvininkų gyvavimo trukmėmis. Jose šviesa sužadinti elektronai su didele pertekline energija, gali būti pagauti gaudyklių nepasiekę savo terminės pusiausvyros su gardele. Kadangi šie elektronai visą laiką yra

karšti, jonizuotų priemaišų sklaidos indėlis yra labai silpnas (šio sklaidos mechanizmo sparta mažėja didėjant energijai ir yra proporcinga $\varepsilon^{-3/2}$). Dėl šios priežasties padidėja elektronų judris [63], o tai pajautrina THz detektorius. Taigi išvada, sektu tokia, kad ir THz emiterių, ir detektorių gaminimui tinkamiausi yra puslaidininkiniai pasižymintys trumpomis elektronų gyvavimo trukmėmis.

1.4.1 Žematemperatūrio GaAs ypatumai ir svarba fotolaidžių komponentų gamyboje

Sistemose naudojančiose 800 nm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę efektyviai dirba THz spinduliuotės detektoriai pagaminti iš ŽT GaAs sluoksnių [59, 64]. Naudojant lazerinę spinduliuotę, kurios bangos ilgis yra 1,06 μm ar didesnis, ŽT GaAs detektoriai nebetinka, nes nebepakanka šviesos kvanto, kad jame efektyviai sužadintume laisvus krūvininkus, todėl spektro plotis siekia iki 2 THz [65]. Tačiau ŽT GaAs sluoksniai auginti MBE būdu pasižymi palyginti didele varža ir yra perspektyvi medžiaga optoelektronikos prietaisams gaminti [66, 67]. Šioje medžiagoje šviesa sužadintų elektronų gyvavimo trukmės yra labai trumpos, o judris didelis. Žemoje temperatūroje užaugintų GaAs sluoksnių elektrinės, optinės ir kristalinės sandara labai priklauso nuo auginimo ir atkaitinimo temperatūrų.

Žemoje temperatūroje (200 °C) MBE būdu augintų GaAs sluoksnių kristalinės gardelės mažai skiriasi nuo aukštatemperatūrių (600 °C) GaAs sluoksnių, kai sluoksnio storis neviršija kritinio storio, kuris, savo ruožtu, priklauso nuo padėklo temperatūros (T_p). Pavyzdžiui; kai $T_p = 200$ °C, kritinis storis yra ~ 3 μm , o kai $T_p = 180$ °C, kritinis storis siekia tik $\sim 0,3$ μm [68]. Viršijus kritinį storį, susidaro „piramidiniai“ defektai, sąlygojantys polikristalinę sluoksnio prigimtį. Tokio augimo priežastis gali būti ŽT sluoksnio ir padėklo gardelės konstantų nesutapimas. Auginant sluoksnį 200 °C temperatūroje, santykinis gardelės konstantų padidėjimas yra apie 0,1 % [69].

Jį sąlygoja ŽT GaAs sluoksnyje esančio arseno atomų perteklius. Beveik visas perteklinis arsenas neatkaitintame ŽT GaAs sluoksnyje sudaro sąlygas taškinių defektų susiformavimui. Išskirsime šiuos pagrindinius ŽT GaAs defektus: pakeistiniai As_{Ga} (gardelės mazge vietoje Ga atomo yra As atomas), tarpmazginiai As_i (As atomas yra tarp gardelės mazgų) ir vakansijos V_{Ga} (gardelės mazge nėra Ga atomo) [69, 70]. ŽT GaAs sluoksnyje As_{Ga} defektai sukuria gilius donorus, o V_{Ga} – akceptorius. Jų tankiai ŽT GaAs sluoksniuose siekia 10^{20} cm^{-3} ir 10^{19} cm^{-3} , atitinkamai [71, 72].

Ex-situ atkaitinimas keičia ŽT GaAs savybes. Didinant kaitinimo temperatūrą, kristalinės gardelės konstanta mažėja, ir esant 500 °C temperatūrai gardelės konstanta yra lygi GaAs (5,65 Å) [69]. Tai reiškia, kad gardelėje stipriai sumažėja už jos išsiplėtimą atsakingų defektų tankis. Yra žinoma, kad pertekliniai arseno atomai, sąlygoję defektų As_{Ga} ir As_i atsiradimą, atkaitinant ŽT GaAs, susirenka į As klasterius [73]. Didinant atkaitinimo temperatūrą klasterių diametras didėja. Mažiausi klasteriai yra amorfiniai, jų diametras yra 2 – 3 nm, tuo tarpu didesnių klasterių sandara yra artimesnė polikristalams.

Svarbiausi ŽT GaAs parametrai, kurie apibūdina elektrines jo savybes, yra savitoji varža ir elektronų judris. Neatkaitintų, 200 °C temperatūroje augintų sluoksnių savitoji varža yra nedidelė ~10 Ωcm [74]. Atkaitinant ŽT GaAs sluoksnius galima gauti sluoksnius, kurių savitoji varža siektų 10^7 Ωcm [67]. Nepaisant didelio taškinių defektų ir arseno klasterių tankio, atkaitintas ŽT GaAs pasižymi dideliu elektronų judriu.

Atsakas į 1 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę ŽT GaAs gali būti dvejopas: gali vykti dvifotonė sugertis [65] arba tiesioginiai perėjimai iš arseno pakaitinių atomų lygmenų, kurie yra 0,7 eV žemiau laidumo juostos dugno. Tokių As_{Ga} centrų tankis gali būti $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

R. Beigang ir kiti, atliko THz impulsų generuotų InAs paviršiuje detektavimą naudojant ŽT GaAs detektorius [65]. Jie parodė, kad detektorius į 1 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę reaguoja dėl dvifotonės sugerties. Tačiau dvifotonės sugerties efektyvus koeficientas α yra skaičiuojamas pagal formulę $\alpha = \beta I$. Formulėje β – dvifotonės sugerties koeficientas yra lygus 27 cm/GW

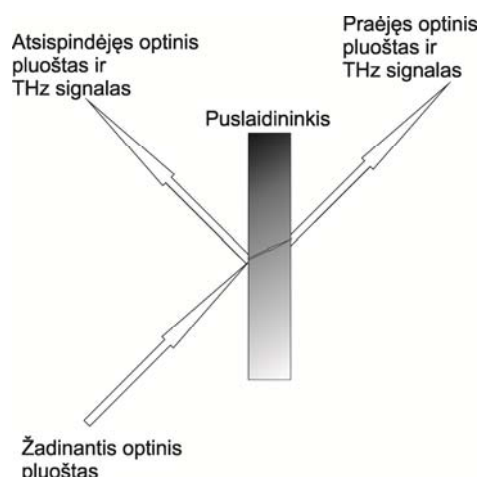
[75], I – šviesos intensyvumas detektoriuje, $I = \frac{P_{vid}\tau_f}{\tau_i S}$, kur P_{vid} – vidutinė lazerinės spinduliuotės galia ŽT GaAs (100 mW), τ_i – lazerinio impulso trukmė (70 fs), τ_f – trukmė tarp impulsų (lazerinių impulsų pasikartojimo dažnis 76 MHz), S – lazerinės spinduliuotės dėmės plotas ant detektoriaus (diametras 240 μm). Gauname, kad dvifotonės sugerties efektyvus koeficientas yra pakankamai mažas, $\alpha \sim 1,04 \text{ cm}^{-1}$. Atsižvelgus į šią sąlygą R. Beigang ir kitų teiginiai kelia įtarimus.

Su 1,06 μm ir 1,55 μm bangos ilgio lazerine spinduliuote efektyviau dirba detektoriai pagaminti iš ŽT InGaAs sluoksnių [6], geležimi implantuotų InGaAs sluoksnių [76], sunkiais didelės energijos jonais, pavyzdžiui, bromu (Br^+) apšvitintų InGaAs sluoksnių [77], ŽT GaAsSb sluoksnių [78]. Naudojant šią lazerinę spinduliuotę THz impulsų generavimui galima panaudoti elektrooptinius kristalus, tokius kaip GaP [79].

Tačiau gauti maksimalūs terahercinių dažnių spektrai siekia tik iki 2 – 3,5 THz, todėl žadinant femtosekundiniais 1 μm – 1,55 μm bangos ilgio optiniais impulsais vis dar stokojame efektyvių THz spinduliuotės emiterių bei detektorių.

1.5 THz impulsų generacija puslaidininkinių darinių paviršiuose

Šiuo metu puslaidininkinių darinių paviršiams ir jų sandarai tirti yra plačiai naudojamos įvairios optinės ir optoelektroninės metodikos, tokios kaip Ramano sklaidos, fotoluminescencijos, sugerties, elektroatspindžio matavimai [80]. Pagaminus femtosekundinius lazerius buvo sukurti nauji būdai elektronų savybėms puslaidininkiniuose dariniuose bei jų paviršiuose tirti, pavyzdžiui, elektromagnetinės spinduliuotės generacija iš darinio paviršiaus (10 pav.).



10 pav. Elektromagnetinių impulsų generavimo puslaidininkinių darinių paviršiuose schema.

Išspinduliuotą elektromagnetinę bangą, kitaip THz spinduliuotę, galima lengvai surinkti, kolimuoti, fokusuoti, o analizuojant šios spinduliuotės amplitudę ir fazę galima nustatyti ir apskaičiuoti krūvininkų judrį, priemaišų koncentraciją, vidinio elektrinio lauko stiprumą bei poliariškumą ir kristalo orientaciją [81, 82].

Pirmuosiuose darbuose THz impulsų generavimas apšvietus puslaidininkį femtosekundine lazerine spinduliuote buvo aiškinamas tuo, kad lazerio sužadinti krūvininkai puslaidininkyje ekranuoja ten esantį paviršinį lauką. Taip yra sukuriama kintanti laike srovė, kurios pasekoje ir yra išspinduliuojamas vieno svyravimo periodo THz dažnio impulsas [81, 83]. Tolimesni tyrimai parodė, jog apšvietus puslaidininkio paviršių femtosekundiniais lazerio impulsais THz impulso emisiją, gali lemti ne vienas, o net keli fizikiniai mechanizmai. Tai gali būti netiesiniai optiniai reiškiniai, tokie kaip, optinis lyginimas (*angl. Optical Rectification, OR*), elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas (*angl. Electrical Field Induced Optical Rectification, EFIOR*). Be to THz spinduliuotę gali nulemti sparčiai laike kintančios fotosrovės efektas, sukurtas paviršinio elektrinio lauko pokyčio ir/arba foto-Demberio efekto. Spartus elektrinio lauko pokytis arti paviršiaus gali nulemti išorinių krūvininkų plazmines osciliacijas ir sustiprinti THz

emisiją. Taip pat puslaidininkio žadinimas impulsine spinduliuote gali sukelti gardelės virpesių (fononų) koherentinę generaciją [84, 85]. Pastarieji lemia makroskopinės dielektrinės poliarizacijos osciliacijas ir elektromagnetinių bangų spinduliavimą, kuris atitinka fonono dažnį. Paviršinės THz emisijos analizė yra labai sudėtinga, nes vienu metu ne vienas fizikinis mechanizmas sąlygoja stebimą signalą. Taip pat ši emisija priklauso ir nuo žadinimo sąlygų.

THz impulsus generuoti puslaidininkinių darinių paviršiuose patogiau todėl, kad juos žadinant femtosekundiniais lazeriniais impulsais nereikalinga išorinė įtampa, kaip būtų fotolaidžių antenų atveju. Naudojant tik lazerinę spinduliuotę THz impulsų generavimui puslaidininkinių paviršiuose, formuojami ypač stabilūs ir patikimi terahercinių impulsų šaltiniai.

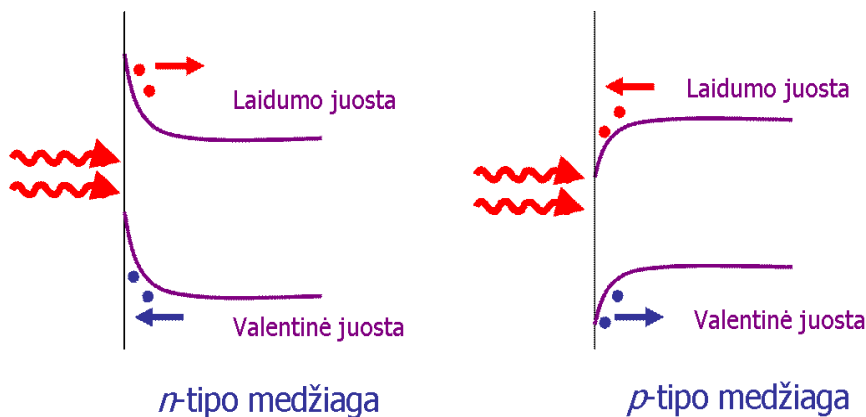
Dar vienas paviršinės THz emisijos privalumas yra tas, kad tai yra bekontaktis metodas, kuris neardo sluoksnio. Puslaidininkinių paviršiai gali būti žadinami plataus spektrinio diapazono lazerine spinduliuote. Jis gali būti naudojamas krūvininkų dinamikos tyrimams puslaidininkio paviršiuje. THz spinduliuotė buvo stebėta apšviečiant femtosekundiniais lazerio impulsais daugelį puslaidininkinių [86, 87, 88, 89], tačiau patys intensyviausi jos signalai buvo užregistruoti siauratarpiuose puslaidininkiuose, tokiuose kaip InAs kristalai, kurių optinės sugerties kraštas atitinka infraraudonosios spektrinės srities vidurį.

Susidomėjimas paviršiniais emiteriais išaugo tada, kai buvo pastebėta, jog patalpinus puslaidininkį (pvz. InAs) išoriniame magnetiniame lauke THz impulsų efektyvumo koeficientas stipriai išauga (iki $\sim 10^{-5}$) [90]. Vis dėlto paviršinių emiterių efektyvumas nusileidžia fotolaidžioms antenoms [91]. Didelės apertūros fotolaidžių GaAs antenų efektyvumas siekia iki 10^{-3} [92].

Toliau apžvelgsime fizikinius mechanizmus, kurie nulemia THz emisiją puslaidininkinių darinių paviršiuose, apšviečiant juos femtosekundiniais lazerio impulsais.

1.5.1 Paviršinis elektrinis laukas

Daugelyje puslaidininkių dėl paviršinių lygmenų užpildymo formuojasi nuskurdinta sritis. Valentinė ir laidumo juosta išlinksta, o puslaidininkio paviršiuje susidaro stiprus bei statmenas paviršiu elektrinis laukas (11 pav.). Lauko stiprumas, kuris gali siekti 10^5 V/cm, priklauso nuo barjero potencialo ir puslaidininkio legiravimo laipsnio [83]. Apšviečiant femtosekundiniais lazerio impulsais (šviesos kvanto energija turi būti didesnė nei draustinis energijų tarpas medžiagoje) puslaidininkio paviršių arba sandūrą sukuriama elektronų ir skylių poros. Sugeneruoti laisvi krūvininkai yra greitunami išilgai vidinio elektrinio lauko ir sukuria sparčiai laike kintančią elektros srovę. Ši sparčiai kintanti laike elektros srovė gali būti efektyvus terahercinės spinduliuotės šaltinis.



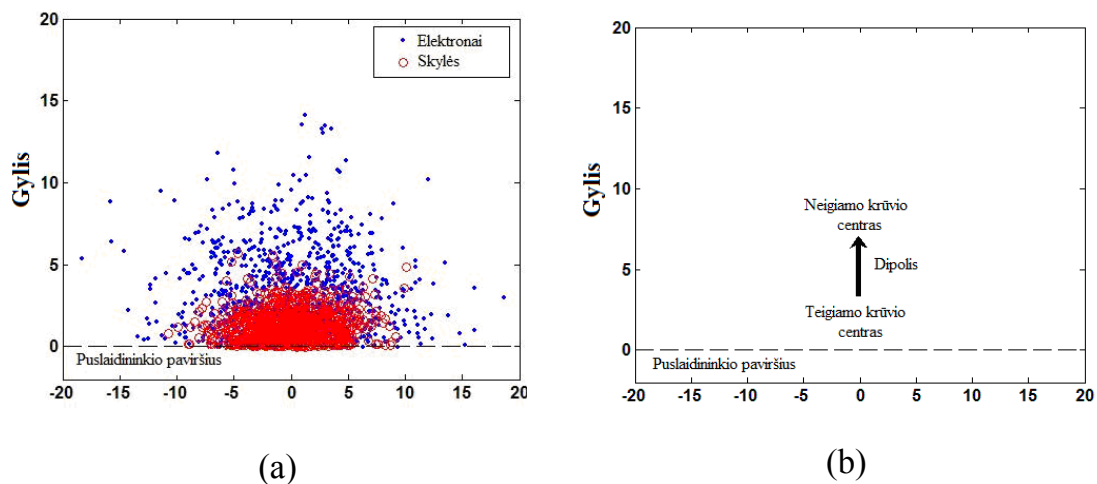
11 pav. Paviršinio elektrinio lauko sritis n- ir p- tipo puslaidininkiuose.

Fotosrovės impulso užaugimo laiką lemia puslaidininkio paviršių žadinančio lazerinio impulso trukmė, o fotosrovės gesimo laiką – krūvininkų lėkio elektrinio lauko sritimi trukmė. Paviršiuje susidariusio elektrinio lauko kryptis priklauso nuo legiruojančių priemaišų tipo ir nuo paviršinių būsenų padėties Fermi lygmens atžvilgiu. Energetinių juostų užlinkimas arti paviršiaus yra priešingos krypties n- ir p-tipo bandiniuose (11 pav.), o tai lemia priešingos krypties elektrinio lauko susidarymą.

Žadinant puslaidininkį femtosekundiniais lazerio impulsais vyksta erdvinio krūvio atskyrimo procesas paviršiniame elektriniame lauke bei sukuriamas trumpas fotosrovės pliūpsnis. Ko pasekoje susiformuoja statmenai paviršiui terahercinę spinduliuotę emituojantis dipolis. Paviršiniame elektriniame lauke sukurtos fotosrovės kryptis yra priešingo ženklo p- ir n-tipo medžiagose, ir tas lemia generuojamo THz impulso poliškumą. Terahercinio signalo, kuris generuojamas nuo skirtingų puslaidininkių paviršių, forma ir amplitudė skiriasi. Amplitudė priklauso nuo paviršinio elektrinio lauko dydžio, lazerio šviesos sugerties medžiagoje, generuojamos THz spinduliuotės sugerties ir krūvininkų judrio [28].

1.5.2 Foto–Demberio efektas

Apšvietus puslaidininkio paviršių THz impulso generavimą gali lemti ir foto–Demberio elektrinis laukas. Šis laukas susidaro dėl skirtingų fotosužadintųjų elektronų ir skylių difuzijos koeficientų bei struktūros asimetrijos [89]. Daugumoje puslaidininkių elektronų difuzijos koeficientas yra didesnis nei skylių, todėl po sužadavimo elektronai greičiau nei skylės juda į puslaidininkio vidų (12 a pav.).



12 pav. Foto–Demberio efekto vaizdavimas [93].

Taigi krūviai atsiskiria ir sistemą galime nagrinėti kaip dipolį, kurį sudaro skirtingai lokalizuoti teigiamo ir neigiamo krūvių centrai (12 b pav.). Šis laukas nesusidarytų jei nebūtų paviršiaus, o abiejų krūvių centrai visada sutaptų. Esant paviršiui elektronų ir skylių krūvio centrai juda tolyn nuo jo skirtingais greičiais ir, todėl statmenai paviršiui susidaro elektrinis laukas. Šio lauko kitimas laike ir generuoja THz spinduliuotę. Susikūręs laukas lėtina elektronus, o skyles greitina. Siauratarpiuose puslaidininkiuose susidaro stipresnis foto–Demberio elektrinis laukas nei puslaidininkiuose su plačia draustinių energijų juosta. Plačiatarpiuose puslaidininkiuose (pavyzdžiui, GaAs) sugerties gylis yra didelis, todėl ir nepusiausvirųjų krūvininkų tankio gradientas yra didelis [28]. Be to tokiuose puslaidininkiuose sužadinti elektronai turi daug mažesnę perteklinę energiją nei siauratarpiuose. Žadinant siauratarpius puslaidininkius Ti:safyro lazerio femtosekundiniais impulsais (kvanto energija 1,55 eV) sugeneruoti laisvi elektronai įgauna didelę perteklinę energiją, kuri gali siekti 1 eV ar net daugiau. Perteklinė energija priklauso nuo puslaidininkio draustinių energijų tarpo bei jį žadinančios spinduliuotės kvanto energijos. Foto–Demberio elektrinis laukas yra proporcingas sužadintų laisvų krūvininkų gradientui Δn [94]:

$$E_D = \left[\frac{k_b T}{e} \cdot \frac{b-1}{b+1} \cdot \ln \left(1 + \frac{(b+1)\Delta n}{n_0 b + p_0} \right) \right] / d, \quad (12)$$

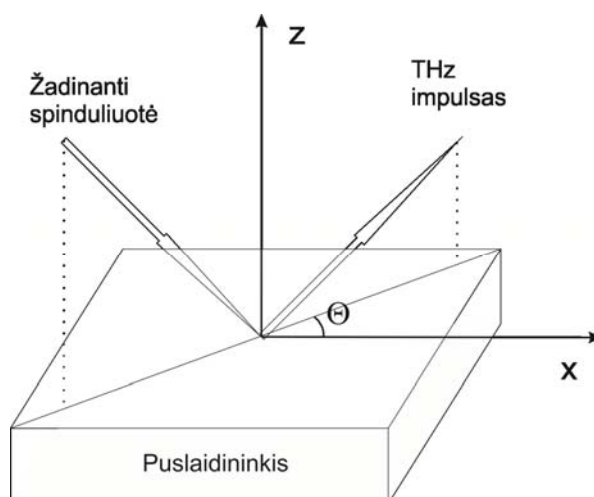
čia $b = \mu_e / \mu_p$ – elektronų (μ_e) ir skylių judrių (μ_p) santykis, n_0 , p_0 – pradinis elektronų ir skylių tankis, T – sugeneruotų krūvininkų temperatūra, d – lazerinę spinduliuotę sugeriančio sluoksnio storis.

Iš (12) matome, kad E_D yra proporcinga sužadintų krūvininkų temperatūrai. Tai yra, mažėjant lazerio bangos ilgiui ir didėjant fotosužadintų elektronų perteklinei energijai tuo pačiu jų temperatūrai, didėja ir foto–Demberio laukas. Taip vyksta iki tam tikros ribos, kol pasiekiami aukštesni slėniai (pvz. L , X). Tarkime, kad naudojamas Ti:safyro lazeris (bangos ilgis 800nm, kvanto energija 1,55eV) ir InSb bei InAs paviršinis emiteris. Žinoma, jog InSb sugerties gylis $d = 92\text{nm}$, koeficientas $b = 95$, o InAs – $d = 142\text{ nm}$, b

= 125 [95], taip pat elektronų judris InSb yra du kartus didesnis nei InAs, todėl InSb paviršiuje turėtų būti generuojama kelis kartus stipresnė THz spinduliuotė nei InAs emiteriuose (THz lauko amplitudė yra proporcinga greitinančiam laukui ir elektronų judriui). Tačiau taip nėra, nes InSb atveju draustinių energijų tarpas yra 0,18 eV, o L slėnis virš valentinės juostos viršaus nutolęs per 1,03 eV, todėl elektronai pradeda sklaidyti į L slėnį, kur jų judris daug mažesnis. InAs atveju atstumas iki L slėnio nuo valentinės juostos krašto yra 1,53eV, ir šiuo atveju sklaida į L slėnį dar nevyksta.

1.5.3 Netiesiniai optiniai efektai THz spinduliuotės generavime

Esant dideliems optiniams žadinimams ($1-2 \text{ mJ/cm}^2$) pastebėta, kad THz signalo amplitudė priklauso nuo azimutinio kampo θ (pasukimo kampas aplink ašį, statmeną bandinio paviršiui) [96, 95] (13 pav.). Šio reiškinio nepaaiškina fotosrovės efektai. Tik po ilgų tyrinėjimų jis buvo priskirtas optiniam lyginimui. Optinis lyginimas dažnai vadinamas skirtuminio dažnio generavimu. Šiuo atveju THz spinduliuotę sąlygoja netiesinės poliarizacijos pokytis teraherciniu dažniu.



13 pav. THz signalo amplitudės azimutinio kampo matavimų schema.

Pagal elektrinio dipolio teoriją, medžiagose netiesinė poliarizacija P , kuri lemia optinio lyginimo efektą, yra aprašoma [97]:

$$P_i^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)eff} E_{opt} E_{opt}, \quad (13)$$

čia $\chi_{ijk}^{(2)eff}$ – efektinis antros eilės netiesinis jautris, kuris bendru atveju yra tenzorinis dydis, o E_{opt} – krintantis į puslaidininkio paviršių optinio impulso elektrinis laukas. Netiesinis jautris susideda iš tūrinio $\chi_{ijk}^{(2)}$ ir paviršinio $\chi_{ijk}^{(2)surf} = 3\chi_{ijk}^{(3)} E_z^{surf}$ jautrio (čia E_z^{surf} – puslaidininkio paviršiuje esantis elektrinis laukas, o $\chi_{ijk}^{(3)}$ yra trečios eilės netiesinis jautris) [40]. Paviršinis antros eilės jautris parodo kokią įtaką turi elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas THz impulsų generavimui. Taigi galutinė efektinio netiesinio jautrio išraiška užrašoma [98]:

$$\chi_{ijk}^{(2)eff} = \chi_{ijk}^{(2)} + 3\chi_{ijk}^{(3)} E_z^{surf}, \quad (14)$$

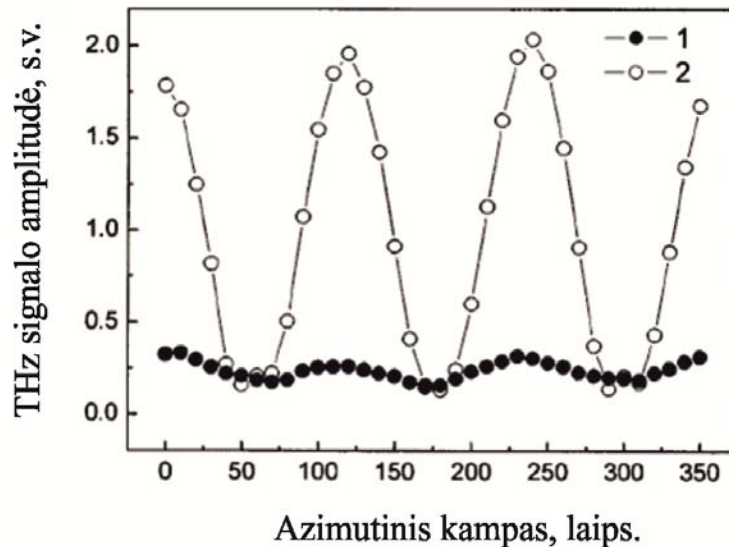
kur $\chi_{ijk}^{(2)}$ – tūrinio antros eilės jautrio tenzorius. Jo komponentės surandamos pagal tūrinės kristalo simetrijos savybes. Bandinio storis, kuris turi būti įskaitomas, apribojamas žadinančios spinduliuotės sugerties gyliu arba antros harmonikos išėjimo gyliu. $\chi_{ijk}^{(3)}$ – trečios eilės netiesinio jautrio tenzorius komponentės surandamos atsižvelgiant į bandinio simetrijos savybes arti paviršiaus, kuriame pasireiškia paviršinio elektrinio lauko įtaka. Necentrosimetriniuose kristaluose, tokiuose kaip InAs, vidinio elektrinio lauko indėlis yra nežymus, todėl pirmieji InAs tyrinėtojai jo neįskaitydavo [97]. Iš (13) ir (14) išraiškų matome, kad bendras netiesinis necentrosimetrinės medžiagos atsakas yra interferencija tarp vidinės tūrinės dalies ir paviršiniu elektriniu lauku indukuotos dalies.

1.5.4 OR ir EFIOR efektų identifikavimas

Jau buvo minėta, kad netiesiniai efektai lemia THz signalo amplitudės azimutinio kampo priklausomybę. M. Reid su grupe savo darbe [40] aprašė

metodą, leidusį ištirti skirtingų kristalografinių plokštumų bandiniuose OR ir EFIOR efektų indėlį THz signalo amplitudei. Puslaidininkių išpjautų lygiagrečiai (111) kristalografinei plokštumai paviršiuje sugeneruotos maksimalios THz signalo amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo atsikartos kas 120 laipsnių (14 pav.).

14 pav. pateikti rezultatai gauti Fizinių ir technologijos mokslų centro Ultrasparčiosios Optoelektronikos laboratorijoje. Buvo nustatyta, kad efektyviausias paviršinis emiteris, jį žadinant 800 nm bangos ilgio lazerine spinduliuote yra p-InAs, legiruotas $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ cinko (Zn) priemaišomis [41]. Puslaidininkių žadinimui buvo naudotas Ti:safyro lazeris, emituojantis



14 pav. THz signalo amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo n-InAs (1), p-InAs (2). InAs kristalai buvo orientuoti (111) kristalografine plokštuma [41].

200 mW vidutinės galios impulsus. Stebima, kad THz spinduliuotė efektyviau generuojama p-InAs kristale nei n-InAs. Tai rodo, kad paviršinis elektrinis laukas turi įtakos THz emisijos efektyvumui, nes p- tipo bandinio, šiuo atveju p-InAs, paviršiuje dėl inversinio sluoksnio susiformuoja daug stipresnio lauko sritis nei n-InAs bandinio paviršiuje. Esant $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ priemaišų tankiui legiruotuose p-InAs sluoksniuose efektyviausiai generuojama THz

spinduliuotė, kadangi 800 nm bangos ilgio lazerinės spinduliuotės sugerties gylis yra apytiksliai lygus susidariusio inversinio sluoksnio storiui ir EFIOR efektas pasireiškia visame sužadintame kristalo tūryje [41].

Ištikrųjų tiriant (111) kristalografinę plokštumą orientuotą bandinį sunku pasakyti, kuris netiesinis efektas turi didesnę įtaką THz signalo generavimui, nes ir OR, ir EFIOR turi tokią pačią $\cos(3\phi)$ priklausomybę [40]. Tačiau šie du efektai atskiriami tiriant (100) kristalografinę plokštumą, nes jų šia kryptimi azimutinės priklausomybės skirtingos. THz signalo amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo, esant skirtingoms kristalografinėms plokštumoms, OR ir EFIOR atveju pateikta 2 lentelėje.

2 lentelė. OR ir EFIOR įtaka skirtingoms kristalografinėms plokštumoms [40].

<i>Kristalografinė plokštuma</i>	<i>OR</i>	<i>EFIOR</i>
(111)	$E_{p,p}^{THz} = a + b \cos(3\phi),$ $E_{p,s}^{THz} = c \sin(3\phi).$	$E_{p,p}^{THz} = a - b \cos(3\phi),$ $E_{p,s}^{THz} = c \sin(3\phi).$
(100)	$E_{p,p}^{THz} = a \cos(2\phi),$ $E_{p,s}^{THz} = c \sin(2\phi).$	$E_{p,p}^{THz} = a,$ $E_{p,s}^{THz} = 0.$
(110)	$E_{p,p}^{THz} = a \sin(\phi) + b \sin(3\phi),$ $E_{p,s}^{THz} = c \cos(\phi) + d \sin(3\phi).$	$E_{p,p}^{THz} = a + b \cos(2\phi),$ $E_{p,s}^{THz} = c \sin(2\phi).$

čia $E_{p,p}^{THz}$, $E_{p,s}^{THz}$ – atitinkamai išmatuotas p- ir s-polarizacijos THz laukas, kai optinė spinduliuotė krenta p-polarizacijos. a, b, c, d – konstantos, kurios nuo azimutinio kampo nepriklauso.

Kaip matome iš 2 lentelėje pateiktų duomenų, iš tikrųjų esant (100) kristalografinėi plokštumai OR efektas turi $\cos(2\phi)$ priklausomybę, o EFIOR efekto dydis nuo azimutinio kampo nepriklauso.

Taigi apibendrinant pažymėsime, kad:

- Fotolaidžių THz emiterių, ir detektorių gamybai labiausiai tinka puslaidininkinės medžiagos, kurioms būdingos elektronų gyvavimo trukmės yra kuo trumpesnės.
- Paviršinės THz emisijos analizė yra sudėtinga, nes vienu metu ne vienas fizikinis mechanizmas sąlygoja stebimą signalą, taip pat ši emisija priklauso ir nuo žadinimo sąlygų. THz emisiją gali nulemti paviršinio elektrinio lauko poveikis, foto-Demberio efektas, netiesiniai optiniai efektai (optinis lyginimas ir elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas).
- Kai THz–TDS sistemose naudojami lazeriai, kurių bangos ilgis patenka į $1\ \mu\text{m}$ – $1,55\ \mu\text{m}$ bangos ilgių ruožą yra būtina naujų efektyvių terahercinės spinduliuotės šaltinių ir imtuvų paieška.

2. Tiriamieji objektai ir eksperimentų metodikos

2.1 Paviršinių emiterių analizė ir parinkimas

Darbe tirta THz impulsų emisija iš kelių skirtingų puslaidininkinių darinių. Atlikta efektyviausiai generuojančio paviršinio emiterio, žadinamo naudojant 1 μm bangos ilgio femtosekundinę lazerinę spinduliuotę, paieška. Darbe tirti paviršiniai emiteriai ir jų pagrindiniai parametrai pateikti 3 lentelėje.

Perteklinė fotosužadintų elektronų energija, sugėrus 1 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę, buvo skaičiuojama iš energijos ir judesio kiekio tvermės dėsnių [16]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 + \varepsilon_2 &= h\nu - \varepsilon_g, \\ \varepsilon_1(1 + \alpha\varepsilon_1)m_e &= \varepsilon_2m_h,\end{aligned}\tag{15}$$

čia ε_1 – perteklinė elektronų energija, ε_2 – perteklinė sunkių skylių energija, ε_g – draustinių energijų tarpas, m_e , m_h – efektinė elektronų ir sunkių skylių masės, atitinkamai, $\alpha = 1/\varepsilon_g$ – neparaboliškumo koeficientas,

$$h\nu = \frac{1,24 \mu\text{m}/eV}{1,03 \mu\text{m}} = 1,2eV - \text{sugerto fotono energija.}$$

Eksperimentų metu nustatyta neigiama papildoma elektronų energija sugėrus 1 μm bangos ilgio fotoną (žiūrėti į 3 lentelę) parodė, kad SI GaAs ir InP turi pakankamai plačias draustinių energijų tarpus, todėl nevyksta laisvų elektronų generavimas per tiesinės sugerties procesus. Taigi THz impulsų generacija šiose medžiagose gali vykti tik dėl netiesinių optinių procesų (pavyzdžiui OR ar EFIOR).

3 lentelė. Puslaidininkiniai dariniai naudoti paviršinei THz impulsų generacijai. ε_g yra draustinių energijų tarpas, m_e , m_h – elektronų ir sunkių skylių efektinės masės, α – neparaboliškumo koeficientas [99, 100, 101, 102, 103]. ε_1 – perteklinė elektrono energija, sugėrus $1 \mu\text{m}$ bangos ilgio fotoną.

<i>Puslaidininkis</i>	<i>Kristalografinė orientacija</i>	ε_g , <i>eV</i>	<i>Laidumo tipas</i>	m_e , m_0	m_h , m_0	α , eV^{-1}	ε_1 , <i>eV</i>
p-InAs	(111)	0,36	p	0,026	0,51	2,78	0,73
n-InAs	(111)	0,36	n	0,026	0,51	2,78	0,73
p-InSb	(112)	0,18	p	0,013	0,43	5,56	0,87
n-InSb	(112)	0,18	n	0,013	0,43	5,56	0,87
InSb	(111)	0,18	p	0,013	0,43	5,56	0,87
Cd _{0,2} Hg _{0,8} Te	(100)	0,18	–	0,005	0,46	5,56	0,95
Cd _{0,3} Hg _{0,7} Te	(100)	0,29	–	0,009	0,51	3,45	0,85
n-Ge	(111)	0,67	n	0,038	0,32	1,49	0,44
p-Ge	(111)	0,67	p	0,038	0,32	1,49	0,44
SI GaAs	(100)	1,43	–	0,064	0,59	0,7	-0,21
GaBiAs9	(100)	1,15	p	–	–	0,87	–
GaBiAs17	(100)	1,05	p	–	–	0,95	–
GaBiAs21	(100)	0,97	p	–	–	1,03	–
Hg _{0,7} Mn _{0,3} Te	–	–	–	0,05	0,5	–	–
In _{0,2} Ga _{0,8} As	(100)	1,15	–	–	–	0,87	–
In _{0,5} Ga _{0,5} As	(100)	0,73	–	–	–	1,37	–
InP	(100)	1,35	–	0,078	0,83	0,74	-0,14
InN	–	0,69	n	–	–	1,45	–

2.2 Fotovaržiniai prietaisai 1 μm bangos ilgio lazerinei spinduliuotei

2.2.1 Epitaksinių GaBiAs ir ŽT GaBiAs sluoksnių technologijos

Medžiagų, kurios tiktų THz–TDS sistemų fotolaidiems komponentams ir būtų jautrios 1,0 – 1,55 μm bangos ilgių lazerinei spinduliuotei, paieškos neapsiriboja vien tik junginiais ir struktūromis pagamintomis iš InGaAs. Pirmą kartą GaBiAs junginiai, kaip tinkami kandidatai THz optoelektronikos taikymams buvo paminėti 2006 metais [104]. Ankstyvuosiuose darbuose, auginant GaBiAs sluoksnius ant GaAs padėklų MBE ir metalo-organinę sluoksnių nusodinimo (*angl. metal-organic chemical vapour deposition, MOCVD*) metodais, buvo siekiama jų silpnos draustinių energijų tarpo priklausomybės nuo temperatūros, lyginant su kitais III–V grupės junginiais [105, 106]. Tiriant galio bismido arsenido sluoksnius buvo įvertinta, kad 1% bismuto GaAs gardelėje draustinių energijų tarpą sumažina iki 80 meV [107]. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ junginio atveju E_g pasislenka tik 12 meV/%In [108]. Be to, svarbu pažymėti, kad esant tam pačiam draustinių energijų tarpui gardelės konstantų nesutapimas tarp GaBiAs ir GaAs sluoksnių yra kelis kartus mažesnis nei tarp InGaAs ir GaAs.

Esant standartinėms MBE auginimo sąlygoms (auginimo temperatūra 540 – 600 °C ir arseno srauto pertekliui lyginant su galio srautu), Bi atomai neįeina į gardelę, o kaupiasi sluoksnių paviršiuje. Iš to seka, kad GaBiAs junginius reikia auginti gerokai žemesnėse temperatūrose (240 – 330 °C) [104]. Kita vertus padėklo temperatūros sumažinimas sąlygoja struktūrinių defektų, kurie veikia kaip sparčios nepusiausvirujų krūvininkų gaudyklės, susidarymą, todėl žematemperatūriai sluoksniai pasižymi trumpomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis. Norint pagerinti sluoksnių elektrinį laidumą, juos galima atkaitinti. Šis procesas paprastai pailgina krūvininkų gyvavimo trukmes ir padidina elektronų judrį. Taigi, parenkant GaBiAs sluoksnių auginimo ir atkaitinimo temperatūras galima keisti krūvininkų gyvavimo trukmes ir elektrinį laidumą.

Darbe naudoti ŽT GaBiAs sluoksniai buvo auginami molekulių pluoštelių epitaksijos būdu¹. Epitaksinių sluoksnių auginimui buvo pasirinkti pusiau izoliuojantys (100) kristalografine plokštuma orientuoti GaAs padėklai. Padėklai prie molibdeno laikiklio buvo tvirtinami indžiu. Prieš auginimą nuo padėklo paviršiaus buvo nuvalomas natūralus oksidas. Padėklo paviršiaus nuvalymas ir auginimas buvo kontroliuojamas *in-situ* stebint atsispindėjusių didelės energijos elektronų difrakciją (*angl. reflection high energy electron diffraction*, RHEED). Po to 600 °C temperatūroje buvo auginamas 500 nm storio buferinis GaAs sluoksnis. Vėliau temperatūra buvo žeminama iki 270 °C ir auginamas 360 nm – 440 nm storio ŽT GaAs sluoksnis. ŽT GaBiAs sluoksniai buvo auginami 240 – 270 °C temperatūroje. Sluoksnių storiai kito nuo 0,4 μm iki 1,4 μm. Auginant sluoksnius buvo naudojamas As₄ šaltinis, As₄/Ga slėgių santykis buvo ~3, o auginimo greitis siekė ~2 μm/h. Padėklo temperatūra buvo matuojama termoelementu priglautu prie padėklo laikiklio. Dalis ŽT GaBiAs sluoksnių buvo legiruoti Si. Tirtų GaBiAs sluoksnių parametrai pateikti 4 lentelėje.

4 lentelė. ŽT GaBiAs sluoksnių parametrai. T_p – padėklo temperatūra, d – sluoksnio storis, τ – krūvininkų gyvavimo trukmė, E_g – draustinių energijų tarpas.

<i>Sluoksnis</i>	T_p , °C	d , μm	τ , ps	E_g , eV	<i>Legiravimas</i> , cm^{-3}
GaBiAs16	280	0,4 (ŽT GaAs 0,44 μm)	1,2	1,04	–
GaBiAs26	270	1,4	1,8	0,95	Si ($2,2 \cdot 10^{15}$)
GaBiAs24	250	1,25 (ŽT GaAs 0,36 μm)	2,3	1,1	–
GaBiAs35	250	1,5 (ŽT GaAs 0,36 μm)	1,6	0,9	–

¹ Darbe naudotus GaBiAs ir ŽT GaAs epitaksinius sluoksnius užaugino Dr. K. Bertulis (Fizinių ir technologijos mokslų centras Puslaidininkų fizikos institutas)

Kiti fotovaržiniai prietaisai buvo pagaminti iš ŽT GaAs sluoksnių. ŽT GaAs buvo auginamas MBE būdu. Kaip ir ŽT GaBiAs sluoksniai, ŽT GaAs bandiniai buvo auginami, ant GaAs padėklų. Keletas sluoksnių buvo auginta ant AlAs/GaAs Bragg'o veidrodžių, maksimaliai atspindinčių 1 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę. Užauginus 500 nm storio buferinį GaAs sluoksnį temperatūra buvo žeminama iki 250 °C. Šioje temperatūroje auginamas 1,4 μm storio ŽT GaAs sluoksnis. Auginant sluoksnius buvo naudojamas As₄ šaltinis, As₄/Ga slėgių santykis siekė 5, o auginimo greitis – $\sim 1 \mu\text{m/h}$. Užauginti ŽT GaAs sluoksniai buvo naudoti THz emiterių gamybai.

2.2.2 Fotolaidžių emiterių ir detektorių projektavimas ir gaminimas

Po auginimo išėmus bandinius iš MBE kameros kitoje padėklo pusėje likęs indis buvo pašalinamas šlifuojant, o po to poliruojant. Padėklas buvo poliruojamas tam, kad per jį THz spinduliuotė būtų išspinduliuojama į laisvą erdvę. Herco dipolinės antenos (6 pav.) buvo formuojamos ant ŽT GaBiAs ir ŽT GaAs sluoksnių. Aktyviojoje srityje tarpas tarp kontaktų siekė 5 – 20 μm . Ti-Au kontaktai buvo formuojami pasitelkiant fotolitografiją. Iš GaBiAs₁₆ ir GaBiAs₂₆ sluoksnių buvo pagaminti THz spinduliuotės detektoriai, o GaBiAs₂₄ ir ŽT GaAs buvo panaudoti emiterių gaminimui. Svarbiausia detektoriams yra kuo trumpesnė krūvininkų gyvavimo trukmė, tai leidžia užregistruoti platesnio spektro THz spinduliuotę. Tuo tarpu emiteriams svarbesnė yra sluoksnio varža, kadangi kuo didesnė sluoksnio varža, tuo didesnę įtampą galima prijungti prie THz emiterio. ŽT GaBiAs sluoksnių, skirtų THz emiteriams, varžą buvo didinama esdinant mezas, tai yra paliekant sluoksnį tik aktyviojoje srityje tarp kontaktinių juostelių. Tokiu būdu ŽT GaBiAs emiterių tamsinę varžą pavyko padidinti iki 100 M Ω .

Emiteriams gaminti skirti ŽT GaAs sluoksniai po auginimo buvo papildomai kaitinami 90 sekundžių 320 – 500 °C temperatūroje itin greito atkaitinimo krosnelėje (*angl. rapid thermal annealing, RTA*) pratekančių azoto dujų aplinkoje.

Visos THz spinduliuotės antenos buvo montuojamos su pusiau sferiniais 10 mm skersmens lęšiukais, pagamintais iš švaraus didelės savitosios varžos (6000 – 30000 Ωcm) silicio. Si lęšiukų pasirinkimą nulėmė jų skaidrumas THz spinduliuotei ir lūžio rodiklis (artimas GaAs).

2.3 Tyrimų metodikos ir naudotos lazerinės sistemos

5 lentelėje pateiktos metodikos, kurios buvo naudojamos bandinių tyrimams.

Tyrimuose naudota „Šviesos konversijos“ femtosekundinė sistema „Pharos oscillator“. Dalis matavimų, tai yra ŽT GaBiAs emiterių ir detektorių tyrimai, buvo atlikti Vienos Technikos universitete teigiamos dispersijos iterbiu (Yb) legiruotu skaiduliniu lazeriu.

„Pharos oscillator“ femtosekundinės sistemos pasikartojimo dažnis – 76 MHz. Šioje lazerinėje sistemoje aktyvioji terpė yra Yb:KGW kristalas, kaupinamas diodais. Sinchronizuotom modom gauti naudojama Kero lęšio modų sinchronizacija Lazerinių impulsų trukmė – 70 fs. Spinduliuojamas bangos ilgis – 1030 nm, spektro plotis ~22 nm, o vidutinė spinduliuojama optinė galia ~2 W.

Skaidulinio lazerio impulsų pasikartojimo dažnis buvo 45 MHz, vidutinė išspinduliuojama optinė galia ~20 mW, o bangos ilgis 1030 nm – 1050 nm. Lazerinių impulsų trukmės buvo galima keisti nuo 160 fs iki 1 ps panaudojus impulsų suspaudimo sistemą. Šią sistemą sudaro dvi difrakcinės gardelės su 900 linijų/mm. Keičiant atstumą tarp difrakcinių gardelių buvo įvedama teigiama arba neigiama dispersija (teigiamas arba neigiamas čirpas), ko pasekoje ir keitėsi lazerinių impulsų trukmė. Lazerinių impulsų formos buvo matuojamos naudojant spektriškai išskiriantį autokoreliatorių (*angl. second harmonic frequency resolved optical gating device, FROG*).

5 lentelė. Tyrimų metodikos ir tirtieji bandiniai.

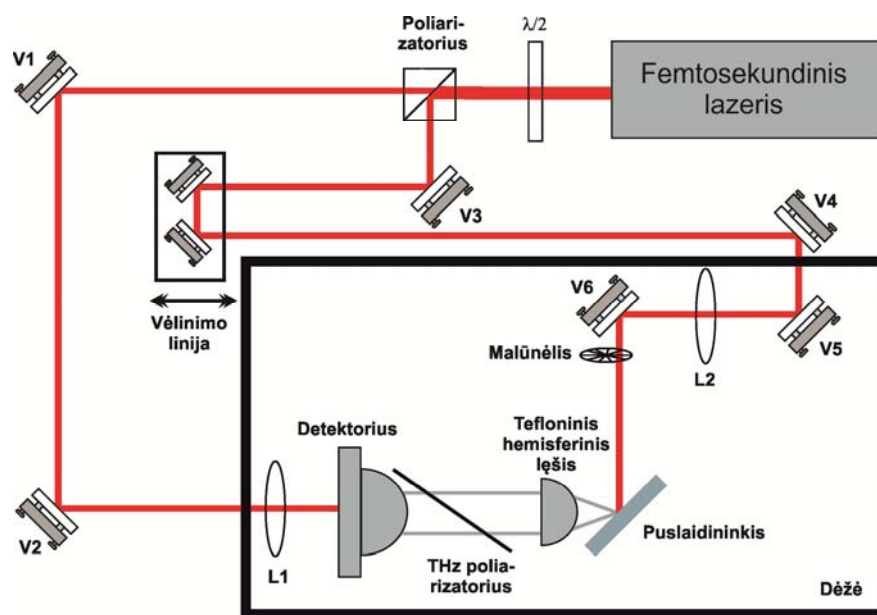
<i>Tyrimo metodika</i>	<i>Bandinys</i>	<i>Kristalografinė plokštuma</i>
Paviršinės THz spinduliuotės generacija;	Visi puslaidininkiniai dariniai, kurie išvardinti 3 lentelėje;	(100); (111); (112);
THz spinduliuotės emisijos priklausomybės nuo azimutinio kampo matavimai;	InAs; InSb; Ge;	(111);
	InSb;	(112);
	GaAs; In _{0,5} Ga _{0,5} As; GaBiAs;	(100);
Paviršinė THz impulsų emisija paviršius žadinant dviem optiniais impulsais;	Ge;	(111);
THz spinduliuotės generacija puslaidininkį žadinant praėjimo geometrijoje;	In _{0,5} Ga _{0,5} As;	(100);
Optinio žadinimo – THz zondavimo matavimai	ŽT GaBiAs ir ŽT GaAs sluoksniai;	–
THz spinduliuotės generavimas su fotolaidžiomis antenomis.	ŽT GaBiAs ir ŽT GaAs emiteriai ir detektoriai;	–

Eksperimentai buvo atliekami kambario temperatūroje. Norint išvengti vandens garų ore sugerties keletas matavimų buvo atlikta azoto atmosferoje.

2.4 Eksperimentų schemos

2.4.1 THz signalų emisijos puslaidininkių paviršiuose matavimas

THz impulsų generavimo puslaidininkinių darinių paviršiuose tyrimo schema pavaizduota 15 pav.



15 pav. Terahercinių impulsų emisijos puslaidininkinių darinių paviršiuose matavimo schema (V1 –V6 – dielektriniai veidrodžiai, L1, L2 – lęšiai optinei spinduliutei).

Lazerinė spinduliuotė poliarizatoriaus pagalba padalinama į dvi dalis. Padalintų spinduliuočių galios keičiamos sukant $\lambda/2$ plokštelę. Optinės spinduliuotės nukreipimui iki THz detektoriaus ir emiterio naudojami dielektriniai veidrodžiai (V1 – V6) bei lęšiai (L1 10 cm židinio nuotolio, L2 – 20 cm židinio nuotolio). Didesnioji lazerinės spinduliuotės dalis (vidutinė optinė galia iki 1,5 W) nukreipiama į THz emiterį, kuris šiuo atveju buvo ir tiriamasis puslaidininkis. Puslaidininkis žadinamas 45° kampu. Kiekvienas lazerinis impulsas THz emityje sukuria po vieną terahercinį impulsą, kurie nukreipiami į detektorius. Teraherciniai impulsai iki detektoriaus sklinda laisvąją erdve. THz spinduliuotė į detektorius gali būti nukreipiama paraboliniiais veidrodžiais arba tefloninio lęšio pagalba (15 pav.). Tefloninis lęšis (15 mm židinio nuotolio) naudojamas surenkant THz spinduliuotę detektoriuje, nes laisvąją erdve sklisdama THz spinduliuotė išplinta. Detektoriuje lazerio impulso sužadintus krūvininkus judėti verčia THz impulso

elektrinis laukas. Optinės spinduliuotės vėlinimo linija emiterio šakoje naudojama optinio impulso nueito kelio keitimui siekiant nuskenuoti THz impulsą. Didžiausia THz impulso amplitudė gaunama, kai jo ir detektorių žadinančio optinio impulso optiniai keliai sutampa.

Sąveikaujant terahercinei ir lazerinei spinduliuotei, detektoriuje generuojama elektrinių impulsų seka. Šių impulsų pasikartojimo dažnis atitiko lazerio impulsų pasikartojimo dažnį. Impulsais pernešamas elektrinis krūvis yra tiesiog proporcingas THz impulso momentinei elektrinio lauko vertei. Generuojamos srovės kryptis priklauso nuo THz impulso elektrinio lauko krypties. Šios srovės signalas, geriausiu atveju, siekia kelis nanoamperus, todėl jos stebėjimui naudojami labai jautrūs prietaisai, jungiami prie THz detektoriaus. Mūsų eksperimentuose naudojome sinchroninį stiprintuvą-detektorių „Lock-in-amplifier“ (Stanford SR830). Sinchroniniam stiprintuvui-detektoriui būtina periodinė registruojamo signalo moduliacija atraminio dažniu, kuri yra gaunama malūnėliu karpant puslaidininkio paviršių žadinantį optinį impulsą (15 pav.).

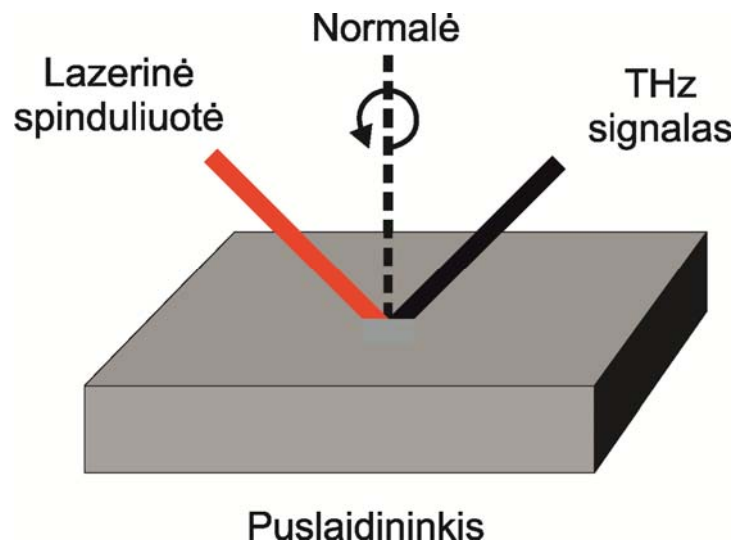
Registruojant atskirai s- ir p-poliarizacijos THz signalus buvo naudojama InP plokštelė pastatyta Brewsterio kampu prieš detektorių. Registruojant skirtingos poliarizacijos THz spinduliuotę, detektorius buvo orientuojamas pagal registruojamos spinduliuotės poliarizaciją.

Eksperimentai buvo atliekami kambario temperatūroje azoto atmosferoje arba ore. Atliekant matavimus azoto atmosferoje, THz impulsų emitavimo ir detektavimo stendas buvo patalpintas į dėžę (15 pav.). Atstumas tarp THz emiterio ir detektoriaus ~12 cm.

2.4.2 THz spinduliuotės emisijos priklausomybės nuo azimutinio kampo matavimai

Terahercinio signalo amplitudės priklausomybės nuo pasukimo aplink ašį, statmeną bandinio paviršiui, kampo (16 pav.), matavimo stendas buvo surinktas pagal 15 pav. pavaizduotą schemą. Bandiniai buvo tvirtinami prie

laikiklio, leidusio paviršinius THz emiterius pasukti $0^\circ - 360^\circ$ kampu aplink normalę jų paviršiui. Šis eksperimentas leidžia įvertinti netiesinių optinių mechanizmų (OR ir EFIOR) įtaką generuojamam THz signalui. Be to šis eksperimentas reikalauja didelio tikslumo orientuojant bandinį žadinančios spinduliuotės atžvilgiu, nes bet koks optinio spindulio nukrypimas į šonus sukant bandinį aplink jo normalę silpnina registruojamą signalą.



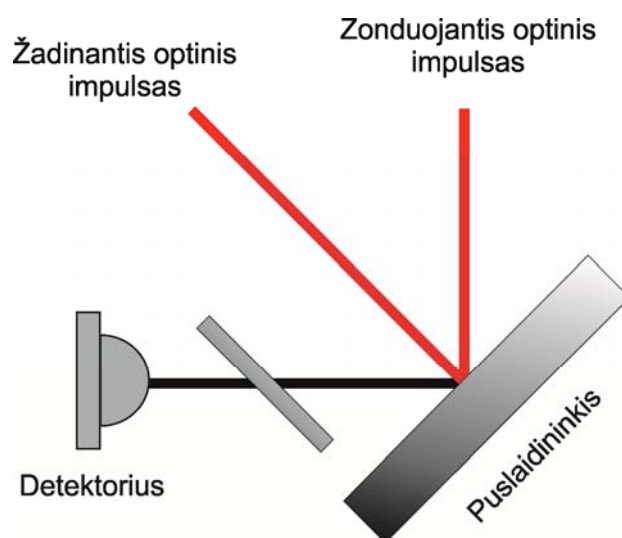
16 pav. THz emisijos priklausomybės nuo azimutinio kampo matavimo schema.

Eksperimento pradžioje bandinys pasukamas tiek, kad registruojamas THz signalas pasiektų maksimalią vertę. Šio eksperimento metu taip pat buvo matuojama s- ir p-polarizacijos THz signalai. THz spinduliuotės surinkimui buvo naudojamas tefloninis lęšiukas, o atstumas tarp paviršinio emiterio ir detektoriaus buvo ~ 14 cm.

2.4.3 Paviršinės THz impulsų emisijos matavimas puslaidininkio paviršius žadinant dviem optiniais impulsais

Šio eksperimento metu puslaidininkinio darinio paviršius apšviečiamas dviem skirtingų vidutinių galių lazeriniais impulsais, kurie vėlinami vienas kito

atžvilgiu (17 pav.). Zonduojantis optinis impulsas, kurio vidutinė optinė galia siekia ~45 mW, į bandinį nukreipiamas 45° kampu, kad sugeneruoti puslaidininkio paviršiuje THz impulsus. Žadinantis optinis impulsas, kurio vidutinė optinė galia 600 mW, šviečiamas statmenai į puslaidininkio paviršių. Žadinančiu impulsu sukuriama nepusiausvyriniai krūvininkai, kurie ekranuoja puslaidininkyje esantį paviršinį elektrinį lauką.



17 pav. Paviršinės THz impulsų emisijos, paviršius žadinant dviem optiniais impulsais, tyrimo schema.

Detektoriumi yra registruojama THz signalo, kuris yra sugeneruotas zonduojančiojo optinio impulso, s-polarizacijos komponentė. s-polarizacijos THz signalo amplitudė nustatoma ties maksimaliu signalu. Po to slenkant žadinančio optinio pluošto vėlinimo liniją matuojama THz signalo priklausomybė nuo užvėlinimo tarp žadinančios ir zonduojančios lazerinės spinduliuotės impulsų. Eksperimento metu mechaniškai malūnėliu karpomas zonduojantis lazerinis impulsas.

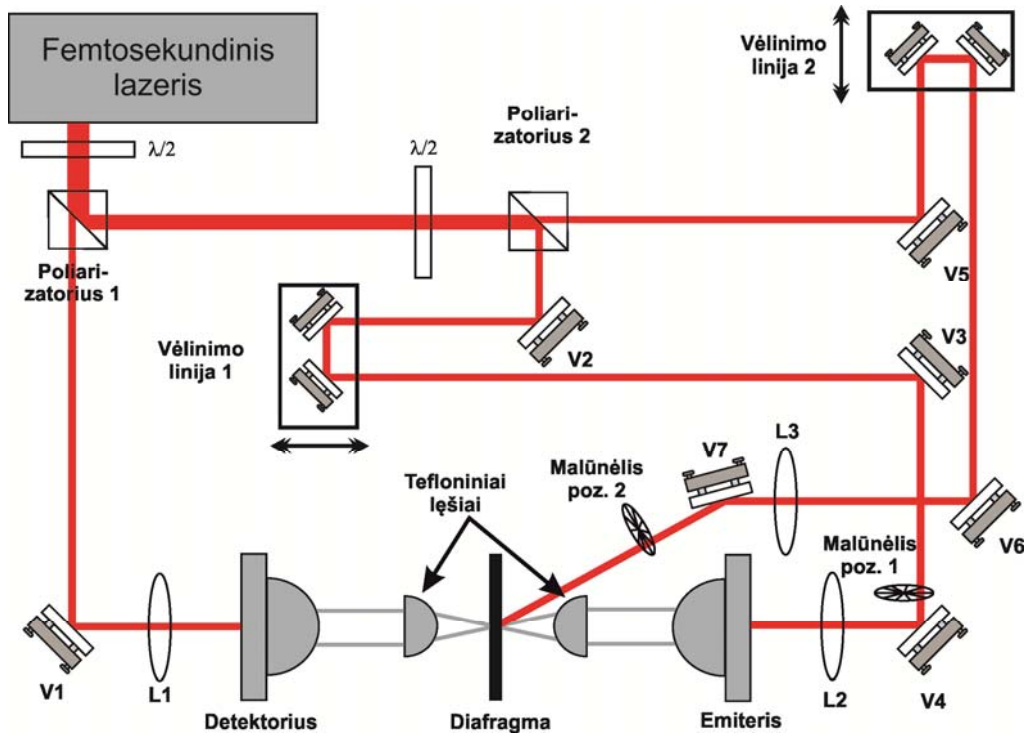
įtampos naudojant elektrinių impulsų seką. Pastaruoju atveju galima pasiekti didesnę moduliacijos dažnį (30 kHz vietoje ~1 kHz) ir žymiai pagerinti registruojamojo signalo ir triukšmo santykį.

2.4.6 Optinio žadinimo – THz zondavimo matavimai

Optinio žadinimo – THz zondavimo eksperimento metu yra matuojamas fotosužadintųjų krūvininkų nulemtas skaidrumo terahercinei spinduliutei pokytis. Puslaidininkiuose THz fotono energijos neužtenka elektrinių rezonansinių perėjimų sužadiniui, todėl tiriant THz spinduliuotės sugertį nereikia atsižvelgti į tokį netiesinį efektą kaip indukuotoji sugertis, labai apsunkinanti krūvininkų kinetikos tyrimus taikant optinio žadinimo ir optinio zondavimo metodikas.

Optinio žadinimo – THz zondavimo eksperimente (20 pav.) optinė spinduliuotė padalinama į tris skirtingos vidutinės galios impulsus. Pirmasis impulsas (vidutinė galia ~20 mW) fotolaidžiame emiteryje sužadina terahercinius impulsus, antrasis impulsas (vidutinė galia 25 mW) yra skirtas aktyvuoti THz impulsų detektorių, kuriuo yra skenuojama THz impulso forma, o trečioji lazerio pluoštelio dalis (vidutinė galia iki 600 mW) tiriamajame bandinyje sužadina elektronus ir skyles. Sugeneruoti laisvieji krūvininkai sugeria THz spinduliuotę ir moduliuoja bandinio skaidrį THz spinduliutei.

20 pav. pavaizduota schema yra prie THz spektrometro (19 pav.) primontuota papildoma vėlinimo linija su atšakotu lazerio impulsu. Žingsnis po žingsnio paankstinant papildomą impulsą ir kiekvieną kartą išmatuojant THz impulso spektrą, galima stebėti bandinyje fotosužadintų krūvininkų įtakotą THz sugertį ir jos kitimą laike.



20 pav. Optinio žadinimo – THz zondavimo matavimų schema (V1 –V7 – dielektriniai veidrodžiai, L1, L2 ir L3 – lęšiai optinei spinduliuotei).

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

$$n^*(\omega)^2 = n(\infty)^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau_s)}, \quad (16)$$

kur ω_p – plazminis dažnis ir $\omega_p^2 = Ne^2 / (\epsilon_0 m^*)$, m^* – efektinė krūvininkų masė, τ_s – jų sklaidos periodas, N – krūvininkų tankis. Krūvininkų judris (μ) yra susijęs su: $\mu = e\tau_s / m^*$. Kadangi elektronų efektinė masė yra daug kartų mažesnė nei skylių, jų indėlis į THz bangų sugertį dominuoja. Todėl optinio žadinimo – THz zondavimo metodu galime iširti fotosužadintų elektronų tankio ir efektinės masės kinetikas, nustatyti elektronų judrį.

Optinio žadinimo – THz zondavimo matavimai atliekami keliais etapais:

Pirmas etapas. Malūnėliu yra karpomas THz emiterį žadinantis lazerio pluoštelis (20 pav. malūnėlio pozicija 1) bei judinama ši pluoštelį kontroliuojanti vėlinimo linija (20 pav. vėlinimo linija 1), o bandinio žadinimui skirta lazerinė spinduliuotė blokuojama. Tiriamasis bandinys tvirtinamas ant diafragmos, kurios skersmuo lygus 1900 μm ir yra artimas THz pluoštelio diametru. Diafragma įstatoma THz pluošto sąsmaukoje. THz pluoštą į tiriamąjį bandinį fokusuoja tefloninis lęšiukas (židinio nuotolis 15 mm). Už diafragmos stovi dar vienas toks pat tefloninis lęšiukas, kurio pagalba pro bandinį praėjusi THz spinduliuotė yra kolimuojama ir nukreipiama į THz detektorius.

Antras etapas. Karpomas bandinio žadinimui skirtas optinis impulsas (20 pav. malūnėlio pozicija 2) ir judinama ši pluoštą kontroliuojanti vėlinimo linija (20 pav. vėlinimo linija 2). Svarbu yra tai, kad žadinanti bandinį lazerinė spinduliuotė tiksliai pataikytų pro diafragmą į tiriamą bandinį, o vėlinimo liniją būtų toje padėtyje, kurioje lazerinė spinduliuotė ir THz impulsas bandinį pasiekia vienu metu.

Po to keičiant vėlinimą tarp THz signalo ir bandinį žadinančios spinduliuotės yra išmatuojamas gautasis signalas, susidedantis iš dviejų komponentų. Pirmoji komponentė yra proporcinga bandinio skaidrio terahercinėms bangoms pokyčiui, o antroji komponentė atsiranda todėl, kad pačiame tiriamajame bandinyje, jį apšvietus lazerine spinduliuote yra generuojamas THz signalas.

Trečias etapas. Bandinyje sugeneruotas THz signalas išgryninamas užblokuojant lazerinę spinduliuotę, žadinančią THz emiterį. Išmatavus šias dvi kreives, tai yra kai THz emiterį žadinanti spinduliuotė blokuojama ir neblokuojama, ir atėmus iš antrosios kreivės pirmąją gausime bandinyje fotosužadintų elektronų kinetiką. Iš šios kreivės galima nustatyti elektronų gyvavimo trukmę.

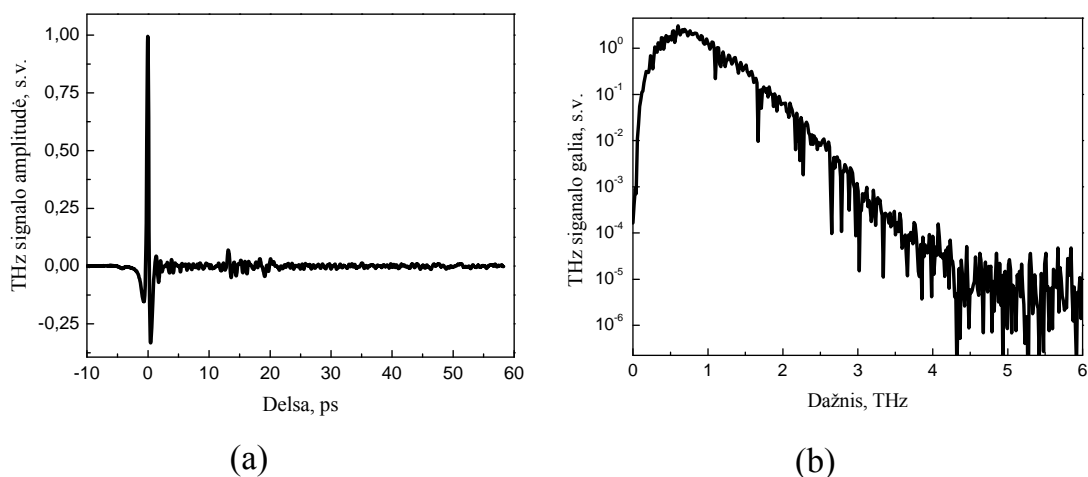
Šio eksperimento laikinė skiriamoji geba priklauso nuo detektoriaus atsako ir siekia $\sim 0,8$ ps.

3. THz impulsų emisijos puslaidininkių paviršiuose tyrimo rezultatai (P1, P2, P3)

3.1 Geriausio paviršinio emiterio paieška

Disertacinio darbo pradžia THz emisija puslaidininkių paviršiuose. Yra žinoma, kad apšviečiant puslaidininkio paviršių femtosekundine lazerine spinduliuote išspinduliuojami impulsai, kurių spektras apima THz dažnių sritį [28]. Iki mūsų darbų, dar nebuvo paskelbta apie tai, kad THz impulsų generavimui yra naudojami puslaidininkiniai paviršiniai emiteriai ir 1 μm bangos ilgio femtosekundiniai lazeriai.

Jau pademonstruota, kad naudojant Ti:safyro lazerinę sistemą THz impulsų generavimui geriausiai tinka p-InAs paviršinis emiteris [41], todėl pirmuosiuose eksperimentuose naudojome p-InAs kristalą. Gautas THz signalas ir jo Furjė spektras pavaizduoti 21 pav.

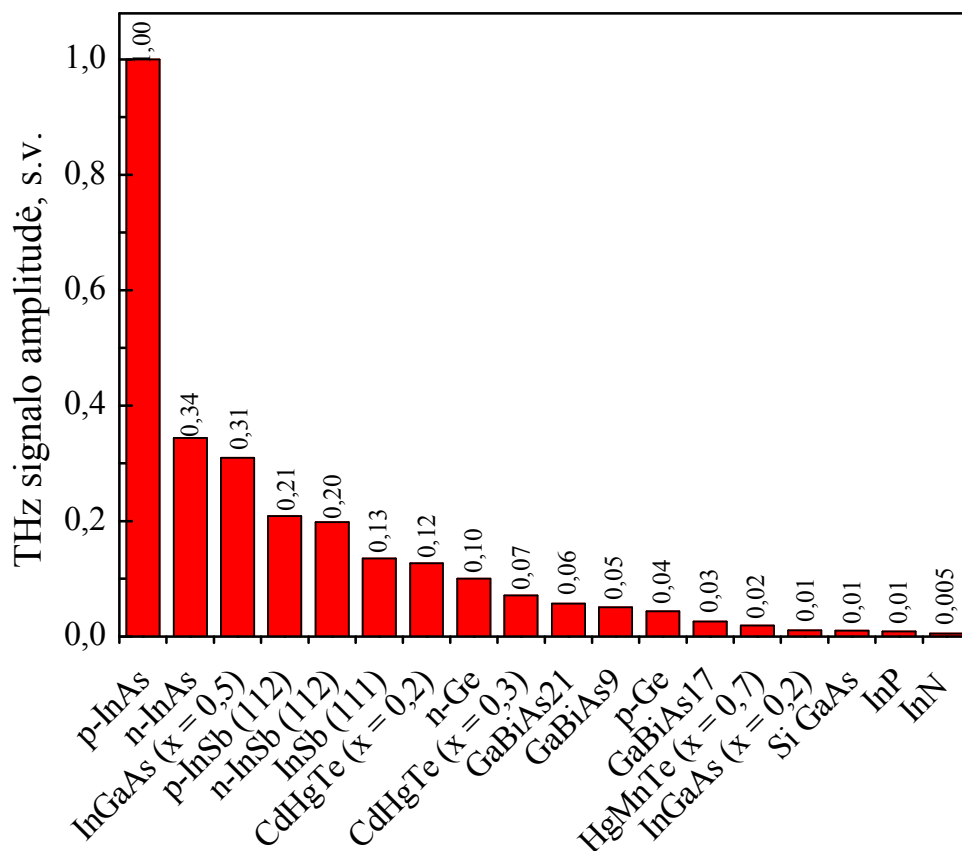


21 pav. THz signalas, sugeneruotas p-InAs paviršiuje, apšvietus puslaidininkį 1 μm bangos ilgio femtosekundine lazerine spinduliuote (a) ir jo Furjė transformacijos spektras (b).

Iš 21 b pav. matyti, kad didžiąją dalį terahercinio impulso energijos perneša svyravimai, kurių dažnis lygus 0,6 THz, o didžiausias dažnis virš sistemos triukšmo lygio yra apie 5 THz. Abi minėtas dažnio vertės labiausiai

nulemia THz detektoriaus skyra, kuri priklauso nuo lazerio impulso trukmės ir nuo sugeneruotų elektronų gyvavimo trukmės detektoriaus aktyviojoje medžiagoje. Šiuo atveju buvo panaudotas GaBiAs16 detektorius (4 lentelė). Sistemos signalas triukšmas santykis siekė apie 60 dB.

Atlikus THz impulsų generavimo įvairiuose paviršiniuose emiteriuose tyrimus buvo gauta, kad naudojant 1 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę efektyviausias paviršinis emiteris, kaip ir su Ti:safyro lazeriais (bangos ilgis 780 – 800 nm) (3 pav.), yra p-InAs kristalas (22 pav.).



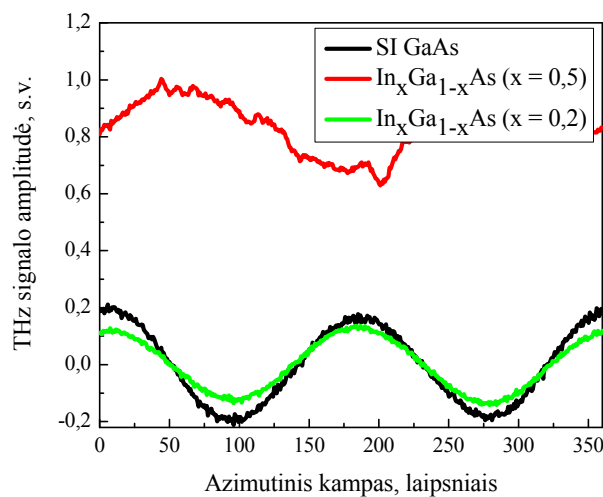
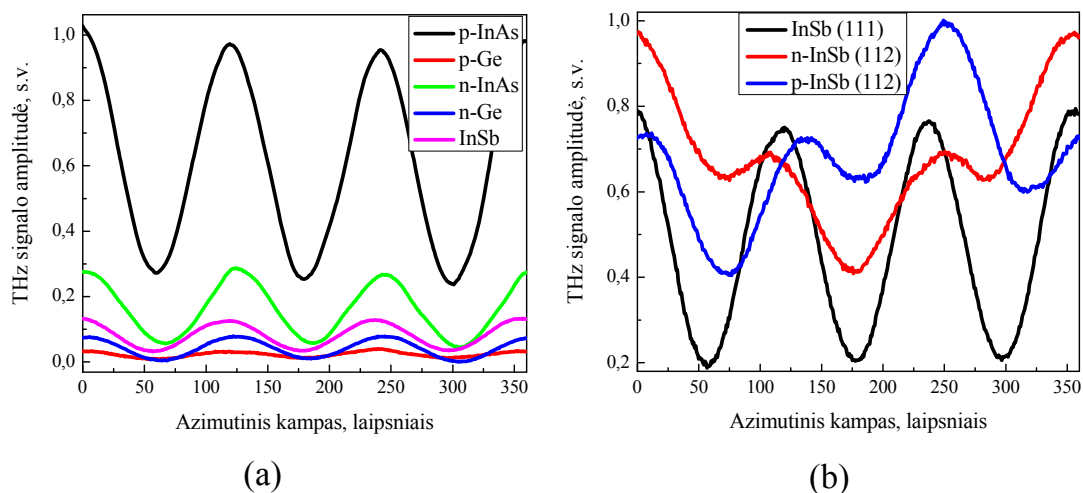
22 pav. THz emisija skirtingų puslaidininkių paviršiuose naudojant 1 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę. Lazerinės spinduliuotės intensyvumas 0,63 W/cm^2 .

Palyginus 22 pav. ir 3 pav. rezultatus matyti, kad stipriai išauga THz impulsų amplitudė apšviečiant 1030 nm bangos ilgio lazerine spinduliuote InSb kristalus. Taip pat lyginant THz signalus generuotus paviršiniuose

puslaidininkiuose su $1\ \mu\text{m}$ ir su $800\ \text{nm}$ (3 pav.) bangos ilgio lazerinę spinduliuotę p-InAs kristalai pagal THz signalo amplitudes daugiau atsiplėšia nuo kitų puslaidininkinių medžiagų.

Apšviečiant puslaidininkio paviršių lazerine spinduliuote THz signalas gali būti generuojamas dėl paviršinės fotosrovės kitimo ir optinio lyginimo, kuris atsiranda kai medžiaga su optine spinduliuote sąveikauja per netiesinius procesus [109]. Siekiant atskirti šiuos mechanizmus yra naudojama THz signalo amplitudės priklausomybės nuo azimutinio kampo matavimo metodika (16 pav.). Puslaidininkiniams kristalams, turintiems kubinę simetriją, fotosrovės mechanizmai duoda pastovią dedamąją, tai yra nuo azimutinio kampo THz signalo amplitudė nepriklauso. Tuo tarpu netiesiniai optiniai mechanizmai duoda sudėtingesnę THz signalo amplitudės kampinę priklausomybę [40]. Skirtingų kristalografinių plokštumų bandiniams šios priklausomybės gali būti skirtingos, nes vieniems kristalams netiesinis atsakas bus dėl antros eilės netiesinio jautrio (OR), kitiems dėl trečios eilės (EFIOR), o kai kuriuose kristaluose gali pasireikšti šie abu netiesiniai mechanizmai. Terahercinių impulsų, generuotų puslaidininkių paviršiuose, amplitudžių priklausomybės nuo azimutinio kampo, išmatuotos šiame darbe, yra pateiktos 23 pav.

THz signalo amplitudė stipriausiai nuo azimutinio kampo priklauso p-InAs bandinyje, o silpniausiai – p-Ge, $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ bandiniuose. 23 a pav. visos tirtos medžiagos buvo orientuotos (111) kristalografinėje plokštumoje. Jos demonstruoja aiškias $\cos(3\varphi)$ tipo priklausomybes. Kadangi bandiniai yra orientuoti (111) plokštumoje, tai THz signalo generaciją gali lemti ir OR, ir EFIOR mechanizmas, nes esant šiai kristalografiniai orientacijai abu šie mechanizmai turi tokias pačias $\cos(3\varphi)$ priklausomybes. Tolimesni (111) kristalografinės plokštumos InAs ir InSb bandinių tyrimų rezultatai bus aprašyti 3.2 skyrelyje, o Ge bandinių – 3.3 skyrelyje.

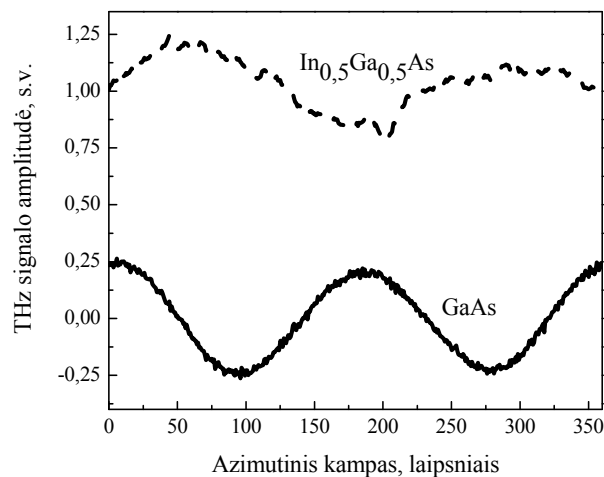


23 pav. THz signalų amplitudžių priklausomybės nuo azimutinio kampo, kai naudojami įvairių kristalografinių plokštumų bandiniai: (a) – visi bandiniai buvo (111) kristalografinės plokštumos, (b) – skirtingų kristalografinių plokštumų InSb kristalai ir (c) – visi bandiniai buvo (100) kristalografinės plokštumos.

23 b pav. pavaizduotos THz signalo amplitudžių, generuotų įvairiuose InSb bandiniuose, priklausomybės nuo azimutinio kampo. (112) kristalografinė plokštuma orientuotų bandinių THz signalo amplitudžių priklausomybė nuo kampo nebegali būti aprašoma viena trigonometriniu funkcija, kaip (111) kristalų atveju. Be to iki šiol nebuvo tiksliai žinomos ir (112) plokštumoje OR

ir EFIOR mechanizmų generuojamų THz signalų priklausomybių nuo azimutinio kampo formos, todėl šios kristalografinės plokštumos InSb bandinių tyrimai bus atskirai analizuojami 3.4 skyrelyje.

23 c pav. pateikti rezultatai bandinių išpjautų (100) kristalografinė plokštuma. Šiuo atveju dėl EFIOR efekto atsirandančio THz signalo amplitudė nepriklauso nuo azimutinio kampo [40]. Matuojant p-polarizacijos THz signalo amplitudės priklausomybę nuo azimutinio kampo, EFIOR efektas įveda pastovią dedamąją, o THz signalo s-polarizacijai yra lygus nuliui (2 lentelė). Tačiau, kaip tai matyti iš 24 pav., SI GaAs atveju p-polarizacijos THz signalo amplitudė priklauso nuo azimutinio kampo proporcingai funkcijai $\cos(2\varphi)$. Tai rodo, kad SI GaAs bandinyje THz signalas atsiranda dėl OR efekto. Be to matome, kad azimutinėje priklausomybėje nėra pastovios dedamosios, vadinasi srovės pliūpsnio mechanizmai THz generacijoje nedalyvauja. Panašūs rezultatai gaunami ir (111) kristalografinė plokštuma orientuoto GaAs bandinio atveju [110]. Taigi, kai SI GaAs bandiniui žadinti naudojame 1030 nm bangos ilgio femtosekundinę lazerinę spinduliuotę, THz signalas yra generuojamas dėl netiesinio optinio lyginimo.



24 pav. p-polarizacijos THz signalo amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo. THz signalai generuoti SI GaAs (ištisinė kreivė) ir In_{0,5}Ga_{0,5}As (punktyrinė kreivė) paviršiuose.

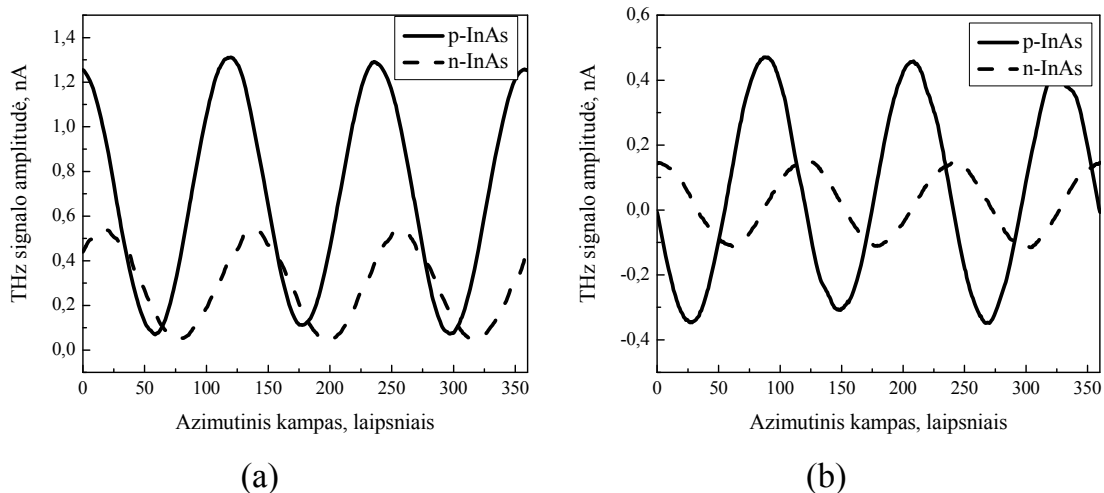
Kita vertus, $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ atveju gana ryškiai matoma pastovi dedamoji, o tai reiškia, kad THz signalas šiame bandinyje yra generuojamas dėl EFIOR arba dėl Foto–Demberio efekto, kadangi abu šie mechanizmai sukuria nuo kampo nepriklausančią THz signalo azimutinės priklausomybės dedamąją. Rezultatų gautų tiriant InGaAs palyginimui su InAs rezultatais bus skirtas 3.5 skyrelis.

3.2 InAs ir InSb kristalai

THz spinduliuotės generavimui puslaidininkių paviršiuose tinkamiausi yra p-InAs kristalai tiek žadinant juos 1 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuote, tiek ir Ti:safyro spinduliuote. Kita vertus, visi siauratarpiausi puslaidininkiai yra geresni paviršiniai emiteriai nei puslaidininkiai su dideliu draustinių energijų tarpu (22 pav.), nes šiuose puslaidininkiuose labai skirtingi sužadintų elektronų ir skylių greičiai lemia tai, kad gaunamas efektyvus laisvų krūvininkų atskyrimas. Kita efektyvios THz generacijos siauratarpiuose puslaidininkiuose priežastis yra ta, kad jų paviršiuose stipriai pasireiškia trečios eilės optinis netiesiškumas, kurio pasekoje gaunamas stiprus elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas [109].

s- ir p-poliarizacijos THz signalo amplitudės priklausomybės nuo azimutinio kampo pavaizduotos 25 pav. THz signalai buvo generuojami skirtingo laidumo tipo InAs kristaluose, išpjautuose (111) kristalografine plokštuma.

25 pav. pateiktos priklausomybės aprašomos tipine $\sim\cos(3\varphi)$ funkcija. Kadangi buvo stebėta ir s-poliarizacijos THz signalo priklausomybė nuo azimutinio kampo, o yra žinoma, jog ši poliarizacija negali būti generuojama dėl mechanizmų, susijusių su fotosrove, todėl tampa aišku, kad THz generavime dalyvauja ir netiesiniai optiniai mechanizmai. Taigi, THz signalo generacija vyksta ir dėl srovės, ir dėl netiesinio optinio lyginimo mechanizmų. Panašūs rezultatai buvo gauti ir InAs tyrimams naudojant 850 nm lazerinę sistemą [40]. Tuomet buvo prieita išvados, kad matuojamąją kampinės priklausomybės formą lemia elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas.



25 pav. THz signalo amplitudžių priklausomybės nuo azimutinio kampo, (a) kai registruojamas tik p-polarizacijos THz signalas, o (b) kai – s-polarizacijos.

Iš 25 pav. matome, kad p-InAs paviršiuje yra gaunami apie du kartus stipresni THz signalai nei n-InAs. Tai gali būti paaiškinama tuo, kad p-tipo InAs paviršiuje dėl ten esančio inversinio sluoksnio susiformuoja stiprus elektrinis laukas [41]. Šis paviršinis elektrinis laukas yra tokio paties poliškumo kaip ir elektrinis laukas atsiradęs dėl sužadintų krūvininkų atskyrimo (Foto–Demberio efektas). Todėl manome, kad p-InAs atveju EFIOR efektą lemia ir paviršinis, ir dėl krūvininkų perskyrimo atsiradęs elektrinis laukas, o tuo tarpu n-InAs optiniame lyginiame dalyvauja tik elektrinis laukas, atsirandantis dėl lazerio impulso sukurtų krūvininkų perskyrimo.

Taigi, pagrindiniai THz spinduliuotės mechanizmai InAs atveju yra Foto–Demberio efektas (nuo azimutinio kampo nepriklauso) ir EFIOR, kurio s-polarizacijos THz signalas aprašomas tik $\sim \cos(3\phi)$ tipo kampine priklausomybe, o p-polarizacijos atveju signalas turi ir pastovią, ir nuo kampo priklausančią dedamąsias (2 lentelė) [87,40]. Kuris iš šių efektų turi didesnę įtaką THz impulso generavimui?

InAs paviršiams p-polarizacijos THz signalo amplitudės skirtingo tipo kristalams užrašomos taip:

$$E_{THz} = E_{FD} + E_{EFIOR}, \text{ n- tipo kristalui,} \quad (17)$$

$$E_{THz} = E_{FD} + E_{EFIOR}, \text{ p- tipo kristalui,}$$

čia E_{FD} – THz signalo amplitudė dėl foto–Demberio efekto, E_{EFIOR} – THz signalo amplitudė dėl EFIOR. Kita vertus, s-poliarizacijos THz signalo amplitudei įtakos turi tik EFIOR mechanizmas. Abi priklausomybės atitinkančios maksimali ir minimali THz signalo amplitudės bei p-poliarizacijos atveju gauta pastovaus lygio vertės, yra pateiktos 6 lentelėje.

6 lentelė. Pagrindiniai rezultatai iš THz signalo priklausomybės nuo azimutinio kampo (25 pav.). *max*, *min* atitinkamai yra maksimali ir minimali THz signalo amplitudė, *A* – gautos kampinės priklausomybės amplitudė ir pastovus lygis, kuris nuo kampo nepriklauso.

<i>Bandinys</i>	<i>THz signalo polarizacija</i>	<i>max, nA</i>	<i>min, nA</i>	<i>A, nA</i>	<i>Pastovus lygis, nA</i>
p-InAs	p-	1,31	0,08	0,61	0,7
n-InAs	p-	0,54	0,05	0,24	0,3
p-InAs	s-	0,47	-0,35	0,41	–
n-InAs	s-	0,15	-0,11	0,13	–

Pagal (17) formules santykį tarp foto–Demberio ir EFIOR efektų indėlių galima apskaičiuoti taip:

n – InAs :

$$\frac{E_{THz}^p}{E_{THz}^n} = \frac{\frac{E_{FD}}{E_{EFIOR}^n} + \frac{E_{EFIOR}^p}{E_{EFIOR}^n}}{1 + \frac{E_{FD}}{E_{EFIOR}^n}}, \quad (18)$$

p – InAs :

$$\frac{E_{THz}^p}{E_{THz}^n} = \frac{\frac{E_{FD}}{E_{EFIOR}^p} + 1}{\frac{E_{FD}}{E_{EFIOR}^p} + \frac{E_{EFIOR}^n}{E_{EFIOR}^p}},$$

čia n ir p nurodo kristalo tipą. $\frac{E_{EFIOR}^p}{E_{EFIOR}^n}$ lygus s-poliarizacijos THz signalo amplitudžių santykiui $\frac{A^p}{A^n}$, o $\frac{E_{THz}^p}{E_{THz}^n}$ lygus p-poliarizacijos THz signalo amplitudžių santykiui $\frac{A^p}{A^n}$.

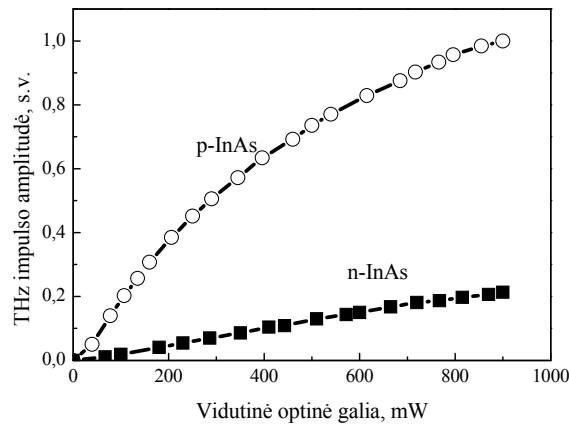
Gauti skirtingo tipo InAs bandiniams foto–Demberio ir EFIOR įtakų santykiai pateikti 7 lentelėje.

7 lentelė. Foto–Demberio ir EFIOR įtakos THz signalo amplitudei palyginimo rezultatai.

	<i>p-InAs</i>	<i>n-InAs</i>
$\frac{E_{FD}}{E_{EFIOR}}$	0,12	0,39

Iš 7 lentelės matome, kad p-InAs kristale vyrauja stipresnis netiesinis optinis EFIOR efektas nei n-InAs. Darome išvadą, kad THz signalų generavimui InAs paviršiuose svarbiausia vieta tenka ne foto–Demberio efektui, o netiesiniam optiniam mechanizmui.

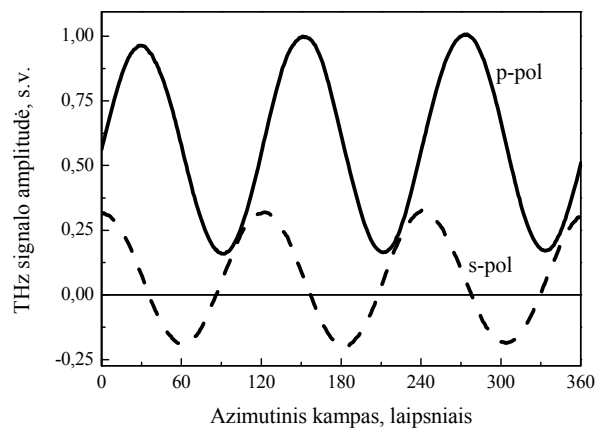
THz signalo priklausomybė nuo azimutinio kampo priklauso ir nuo žadinančios šviesos intensyvumo. Išmatuota InAs kristalų generuojamo s-poliarizacijos THz signalo amplitudės priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės galios pateikta 26 pav.



26 pav. THz signalo amplitudės priklausomybė nuo vidutinės optinės galios ant p- ir n- tipo InAs kristalų.

Akivaizdu, kad p-InAs atveju THz signalas pradeda sotintis didėjant optinei galiai, o n-InAs atveju, visame tirtame diapazone, priklausomybė yra tiesinio pobūdžio. Šis skirtumas gali būti paaiškintas vidinio elektrinio lauko susikūrusio kristale, ekranavimu laisvais krūvininkais, sugeneruotais apšvietus puslaidininkio paviršių lazerine spinduliuote.

(111) kristalografine plokštuma orientuotam InSb bandinyje sugeneruoto THz signalo amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo pavaizduota 27 pav.

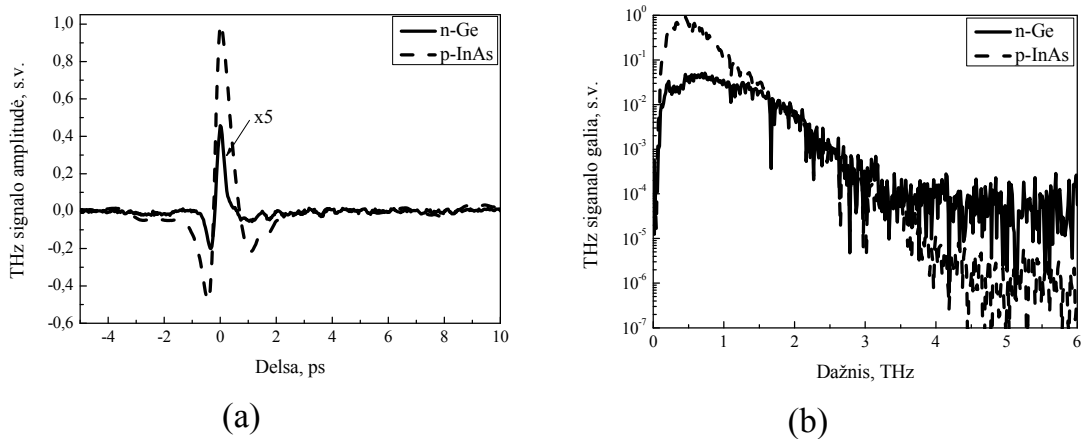


27 pav. p- (išsistinė kreivė) ir s- (punktyrinė kreivė) poliarizacijos InSb sugeneruoto THz signalo priklausomybė nuo azimutinio kampo.

Nors gautos priklausomybės labai panašios į išmatuotas InAs kristalų atveju, THz signalo amplitudės šiuo atveju buvo beveik 8 kartus mažesnės (22 pav.). Nors InSb atveju optiškai sužadinti laisvi elektronai turi didesnę perteklinę energiją nei InAs atveju (3 lentelė), tačiau elektrinis laukas dėl elektronų ir skylių atskyrimo InSb yra mažesnis, nes šioje medžiagoje pasireiškia elektronų sklaida į šalutinius L ir X laidumo juostos slėnius su didele efektine elektronų mase [16, 95].

3.3 Germanio kristalų tyrimai

Žinome, kad Ge kristalai neturi simetrijos centro. Šiame darbe buvo tirti (111) kristalografine plokštuma orientuoti germanio bandiniai. n-Ge kristalo paviršiuje sugeneruotas THz signalas ir jo Furjė spektras pavaizduoti 28 pav. Palyginimui atidėtas THz signalas, kuris gautas naudojant p-InAs paviršinių emiterių.

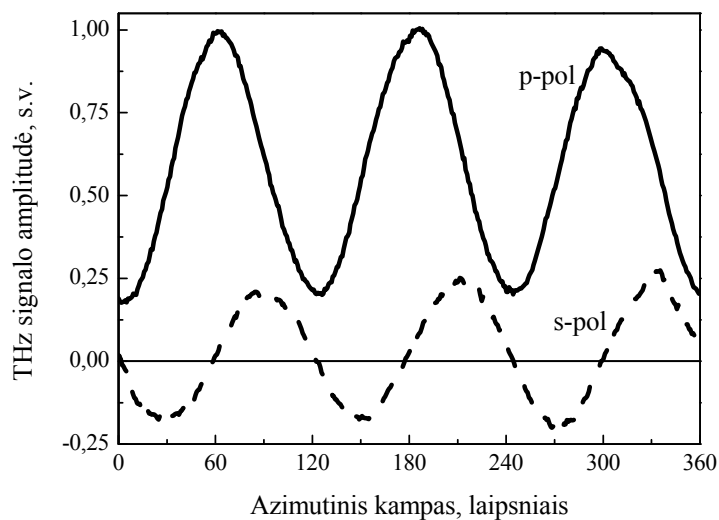


28 pav. THz signalai (a) generuoti p-InAs ir n-Ge (gauta THz signalo amplitudė padauginta iš 5) kristalų paviršiuose ir jų Furjė transformacijos spektrai (b).

Apšvietus 1 μm bangos ilgio femtosekundine optine spinduliuote n-Ge paviršiuje generuojamas apie 10 kartų silpnesnis THz signalas nei p-InAs kristale. Kadangi THz signalas yra silpnesnis, n-Ge atveju Furjė

transformacijos spektras tesiekia tik iki 3,5 THz, signalo ir triukšmo santykis irgi yra keliomis eilėmis mažesnis nei p-InAs atveju.

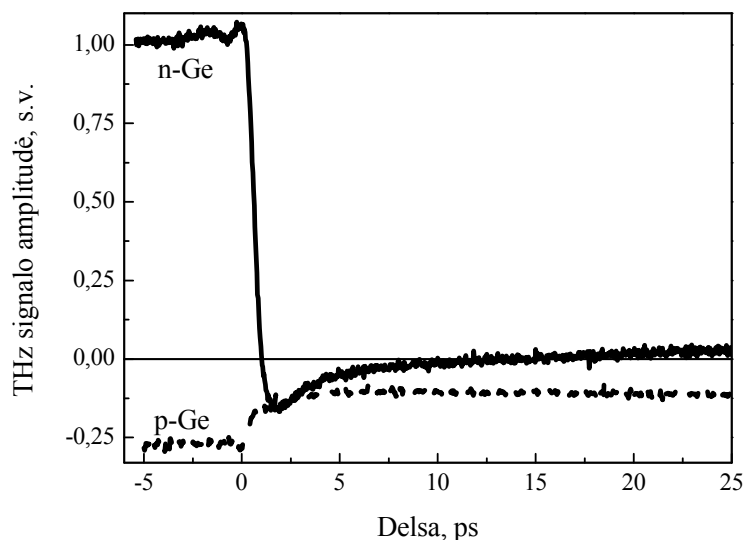
Išmatuotos THz signalo amplitudės priklausomybės nuo azimutinio kampo pateiktos 29 pav. Matavimo rezultatai parodė, kad THz signalas šiuose kristaluose yra generuojamas dėl elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo, nes s-polarizacijos THz signalo amplitudė priklauso nuo azimutinio kampo, o germanio kristaluose, turinčiuose simetrijos centrą, optinio lyginimo efektas nepasireiškia.



29 pav. p-Ge kristale skirtingų poliarizacijų THz signalo amplitudžių priklausomybė nuo azimutinio kampo.

EFIOR efekto svarbą THz impulsų generavimui taip pat demonstruoja ir optinio žadinimo – optinio zondavimo (paviršius apšviečiamas dviem optiniais impulsais) tyrimai (30 pav.). THz signalas padidėja, kai abu optiniai impulsai persikloja laike, ir mažėja, kai žadinantis spindulys pasiekia bandinį anksčiau nei zonduojantis. Žadinančiu impulsu sugeneruotų krūvininkų poveikis THz signalui sukuriama zonduojančio impulso, yra dvejopas. Pirmiausia, dėl elektronų balistinio judėjimo elektronai ir skylės atsiskiria sukurdami elektrinį lauką, kuris sumuojasi su paviršiniu elektriniu lauku ir padidina generuojamo THz signalo amplitudę. Antra, kai žadinantis impulsas pasiekia kristalo

paviršių anksčiau nei zonduojantis, krūvininkai, sukurti žadinančio impulso, jau yra atšalę ir dalyvauja ekranuojant elektrinį lauką, todėl gaunamas THz generavimo efektyvumo sumažėjimas.



30 pav. THz signalo amplitudės priklausomybė nuo užvėlinimo tarp dviejų optinių impulsų. Ištininė kreivė vaizduoja n-Ge ($\rho = 0,2 \Omega\text{cm}$) priklausomybę, punktyrinė kreivė p-Ge ($\rho = 0,05 \Omega\text{cm}$).

THz emisijos smailė arti nulinio užvėlinimo yra nulemta paviršinio elektrinio lauko padidėjimo, kurį sukuria žadinantis optinis impulsas. O THz signalo amplitudės mažėjimas, esant ilgesniam užvėlinimui, yra siejamas su paviršinio elektrinio lauko ekranavimu fotosužadintais krūvininkais.

Kaip matyti iš 30 pav. n-Ge atveju THz signalo amplitudė per 2 ps sumažėja ir net pakeičia ženklą. Be to p- ir n- tipo germanio bandinių THz signalo amplitudės po ~ 2 ps sutampa (30 pav.). Šie pastebėjimai gali būti paaiškinami skirtingais fizikiniais mechanizmais. Kadangi yra registruojama s-polarizacijos THz signalo priklausomybė nuo azimutinio kampo (29 pav.), tai reiškia, kad THz generacijoje dalyvauja ir netiesinis optinis efektas, tai yra EFIOR. THz signalo sumažėjimas, kaip jau buvo minėta aukščiau, vyksta dėl paviršinio lauko ekranavimo žadinančio optinio impulso sugeneruotais laisvais krūvininkais. Ekranavus paviršinį elektrinį lauką, elektriniu lauku indukuotas

optinis lyginimas gali vykti dėl lauko, kurį sukuria atsiskyre skirtingais greičiais judantys sugeneruoti krūvininkai (foto–Demberio efektas).

Iš 30 pav. pateiktų rezultatų matome, kad keičiasi THz signalo poliškumas, o tai rodo, kad germanio kristale ne elektronai, o skylės greičiau difunduoja į kristalo tūrį. Tai yra, kai Ge bandinius žadiname 1 μm bangos ilgio lazeriniais impulsais, sužadintų laisvų skylių judris yra didesnis, nei elektronų judris. Pusiausvyros padėtyje, kai krūvininkai yra šalia energijos juostų kraštų, elektronų judris germanyje yra apie du kartus didesnis nei skylių. Tačiau, kai krūvininkus sugeneruojame su daug didesnės energijos fotonais nei draustinių energijų tarpas, elektronai pasiekia laidumo juostos Δ slėnį (energijų tarpas tarp pagrindinių L ir šalutinių Δ slėnių yra vos 0,18 eV), kuriame jų judris yra 10 kartų mažesnis. Be to šių elektronų grįžimas į žemiausią L slėnį užima daug laiko (~ 4 ps) [111], todėl iškart po sužadinimo efektinis skylių judris gali būti didesnis nei elektronų.

3.4 (112) kristalografine plokštuma orientuotų InSb kristalų tyrimo rezultatai

Gerokai silpnesni nei InAs paviršiuose THz impulsai buvo generuojami naudojant InSb bandinių žadinimui Ti:safyro lazerinę sistemą [95]. Šis rezultatas buvo kiek netikėtas, nes InSb bandiniuose draustinių energijų tarpas yra beveik dvigubai mažesnis nei InAs, todėl sužadinti laisvi elektronai įgauna didesnę perteklinę energiją (žr. 3 lentelę), ir elektronų judėjimo nuo paviršiaus greitis turėtų būti didesnis nei InAs. Šie rezultatai buvo paaiškinti tuo, kad InSb sužadinti elektronai yra greitai išsklaidomi į aukštesnius L slėnius su didele efektine mase, nes šiame puslaidininkyje aukštesni energetiniai slėniai yra gana arti pagrindinio Γ slėnio [95]. Tačiau, kai InSb paviršiniam THz emiteriui žadinti yra naudojama 1,55 μm bangos ilgio lazerinė sistema (pavyzdžiui, erbiu legiruotas skaidulinis lazeris), THz signalas gali būti sugeneruojamas didesnis nei InAs atveju. Tai buvo pademonstruota [16] darbe. Todėl yra

svarbu žinoti, kokie THz generacijos mechanizmai vyrauja generacijai naudojant InSb bandinius.

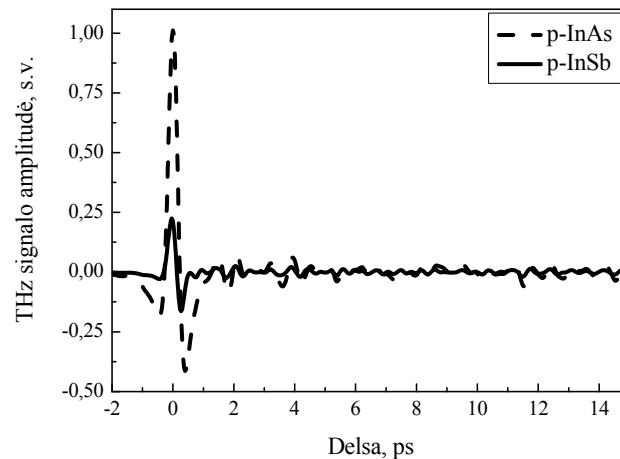
Ankstesni THz signalų generavimo InSb paviršiuose tyrimai parodė, kad šiame procese dalyvauja ir foto–Demberio, ir netiesinio optinio lyginimo efektai [95]. Siekiant nustatyti netiesinių optinių efektų įtaką paprastai yra naudojama standartinė metodika – THz signalo amplitudės priklausomybės nuo azimutinio kampo tyrimas. Jau anksčiau mūsų eksperimentuose buvo parodyta, kad naudojant ir (111), ir (100) kristalografinę plokštumą orientuotus InSb bandinius yra stebima THz signalo amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo [95, 112]. Tai liudija netiesinių optinių efektų pasireiškimą. Tiesa apie EFIOR įtaką, kuri turi didžiausią įtaką THz generavimui InAs emiteryje, tik iš šių dviejų kristalografinių plokštumų bandinių tyrimų sunku ką nors pasakyti, nes (111) kristalografinėje plokštumoje THz signalas nuo azimutinio kampo priklauso kaip $\cos(3\varphi)$ funkcija OR ir EFIOR atveju, o (100) kristalografinėje plokštumoje THz signalo amplitudė dėl EFIOR mechanizmo nuo azimutinio kampo nepriklauso [40]. Todėl mes atlikome THz signalo generacijos žemesnės simetrijos InSb paviršiuje tyrimus, eksperimentams panaudodami (112) kristalografinės plokštumos InSb paviršinius emiterius.

3.4.1 InSb kristalų THz emisijos tyrimų rezultatai

Darbe tyrėme n- ir p- tipo (112) kristalografinės plokštumos InSb bandinius, kurių 77 K temperatūroje krūvininkų tankis lygus 10^{14} cm^{-3} . Palyginimui taip pat naudojome ir (111) kristalografinę plokštumą išpjautą InSb kristalą. THz impulsų laikinės charakteristikos sugeneruotos (112) p-InSb ir (111) p-InAs paviršiuose yra pavaizduotos 31 pav. Signalai buvo išmatuoti maksimalius THz signalus atitinkančiuose azimutiniuose kampuose.

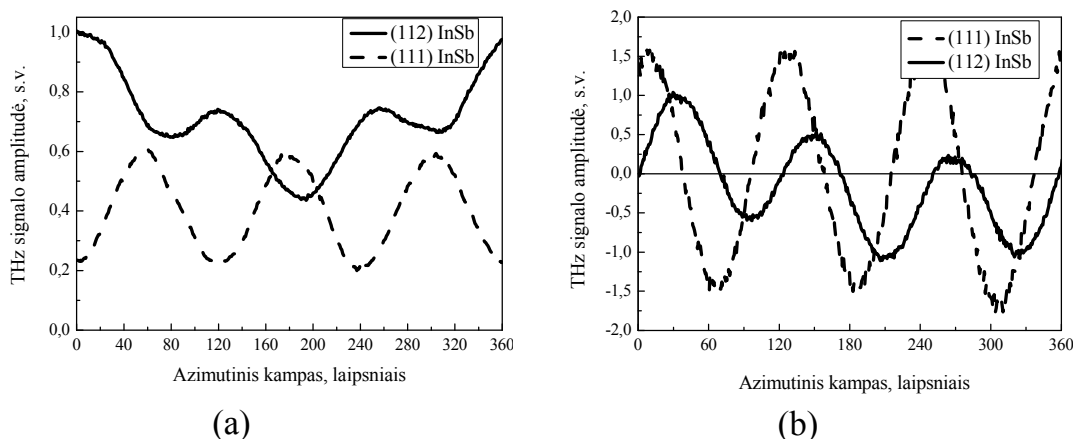
Naudojant 1 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę InSb paviršiuje sugeneruojamas kur kas silpnesnis nei InAs atveju THz signalas, tačiau palyginus rezultatus gautus naudojant Ti:safyro lazerinę sistemą (3 pav.) [48],

skirtumas tarp jų stipriai sumažėja. p- ir n- tipo (112) InSb bandiniuose sugeneruotų THz signalų amplitudės yra panašios.



31 pav. Terahercinių impulsų, generuojamų (112) p-InSb ir (111) p-InAs paviršiuose, kitimas laike.

THz signalo amplitudės priklausomybės nuo azimutinio kampo pavaizduotos 32 pav. Gautosios kreivės buvo sunormuotos į maksimalią (112) p-InSb kristale generuojamo THz signalo amplitudę, (112) plokštumoje maksimali p-poliarizacijos THz signalo amplitudė yra apie 10 kartų didesnė už maksimalią s-poliarizacijos THz signalo amplitudę. Iš 32 pav. taip pat matyti, kad (111) InSb atveju gaunamos tikslios $\sin(3\varphi)$ priklausomybės, o (112) kristalografinės plokštumos atveju, matuojant p-poliarizacijos THz signalo amplitudės priklausomybę nuo azimutinio kampo, registruojamas vienas ryškus ir du silpnesni maksimumai bei minimumai (32 a pav.). s-poliarizacijos atveju, (112) InSb kristalo kampinėje priklausomybėje matyti ir $\sin(3\varphi)$, ir $\sin(2\varphi)$ funkcijoms proporcingos dedamosios (32 b pav.).



32 pav. THz signalų amplitudžių priklausomybės nuo azimutinio kampo naudojant skirtingus InSb bandinius: (a) – p-polarizacijos ir (b) – s-polarizacijos THz signalo amplitudės.

Svarbu pastebėti, kad matuojant p-polarizacijos THz signalo amplitudžių priklausomybes nuo azimutinio kampo, pasiekama jog (112) InSb paviršiuje yra generuojamas 1,5 karto stipresnis signalas nei (111) InSb kristale, o matuojant s-polarizacijos THz signalo amplitudės priklausomybę išauga (111) InSb signalas.

3.4.2 InSb tyrimo rezultatų analizė

32 pav. pateikti eksperimento rezultatai aiškiai parodo, kad apšvietus InSb kristalus femtosekundiniais lazerio impulsais, atsiradusios THz spinduliuotės generavimui netiesinių optinių reiškinių įtaka yra labai svarbi. Tai, kaip netiesiniai efektai – OR ir EFIOR – įtakoja THz signalo generaciją cinko blizgučio struktūros kristalams, išpjautiems (112) kristalografine plokštuma, teoriškai aprašė V. L. Malevich [P2]. Gautos šių efektų kampinės priklausomybės skirtingoms THz signalo poliarizacijoms yra pateikiamos 8 lentelėje.

8 lentelė. (112) kristalografine plokštuma orientuoto cinko blizgučio kristalo OR ir EFIOR efektų parametrai.

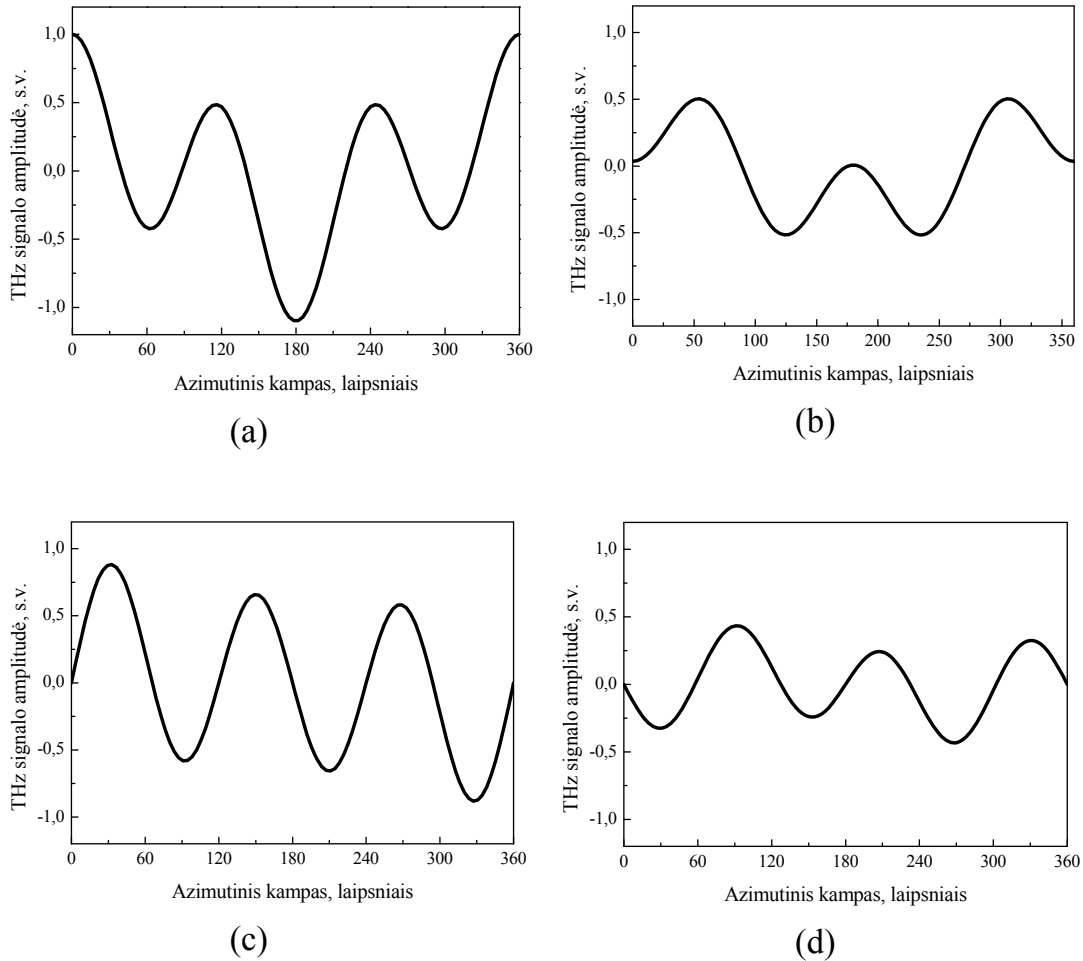
<i>OR</i>	<i>EFIOR</i>
$E^p = a \cos \varphi - b \cos 2\varphi + c \cos 3\varphi,$	$E^p = a + b \cos \varphi + c \cos 2\varphi + d \cos 3\varphi,$
$E^s = d \sin \varphi + e \sin 2\varphi + f \sin 3\varphi,$	$E^s = d \sin \varphi + e \sin 2\varphi + f \sin 3\varphi,$

čia a, b, c, d, e, f – konstantos, kurios nuo azimutinio kampo φ nepriklauso ir skirtingiems netiesiniams efektams skiriasi. Šios konstantos priklauso nuo žadinančios spinduliuotės kritimo kampo θ_i , optinės spinduliuotės lūžio kampo θ , terahercinės spinduliuotės lūžio kampo θ_t ir OR atveju nuo antros eilės netiesinio jautrio tenzorius komponentų, o EFIOR atveju nuo trečios eilės netiesinio jautrio tenzorius komponentų. InSb atveju žadinančios optinės spinduliuotės kritimo kampas buvo 45° , optinės spinduliuotės lūžio kampas lygus 9° , o THz spinduliuotės lūžio kampas – $10,2^\circ$, kurie apskaičiuojami pagal Snelio dėsnį, esant optinės spinduliuotės InSb lūžio rodikliui 4,5, o THz spinduliuotės lūžio rodikliui lygiam 4.

Nagrinėjant teoriškai p-polarizacijos THz signalo amplitudės priklausomybę nuo azimutinio kampo (112) kristalografinės plokštumos InSb kristale, šiame darbe buvo lyginamos tik nuo kampo priklausančios kreivės. Atmetėme nuo azimutinio kampo nepriklausančią dalį, nes sunku įvertinti tai, kokia įtaką turi foto–Demberio efektas, o kokią – EFIOR.

Teorinės skirtingų polarizacijų THz signalų amplitudžių kampinės priklausomybės OR ir EFIOR atvejais pavaizduotos 33 pav. s-polarizacijos THz signalo amplitudės kampinės priklausomybės, pateiktos 33 c ir 33 d pav., skiriasi tarpusavyje ir iš dalies neatitinka eksperimentinių rezultatų (32 b pav.). Tuo tarpu kreivės, kurios aprašo p-polarizacijos THz signalo amplitudės kampinės priklausomybes, labai stipriai skiriasi nuo eksperimentinių rezultatų. Tai rodo, kad InSb sugeneruoto THz signalo amplitudės kampinėms priklausomybėms aprašyti neužtenka vien įskaityti tik OR arba EFIOR efektus,

o aprašant eksperimentiškai gautą THz signalo kampinę priklausomybę reikia atsižvelgti į abiejų šių mechanizmų įtaką.



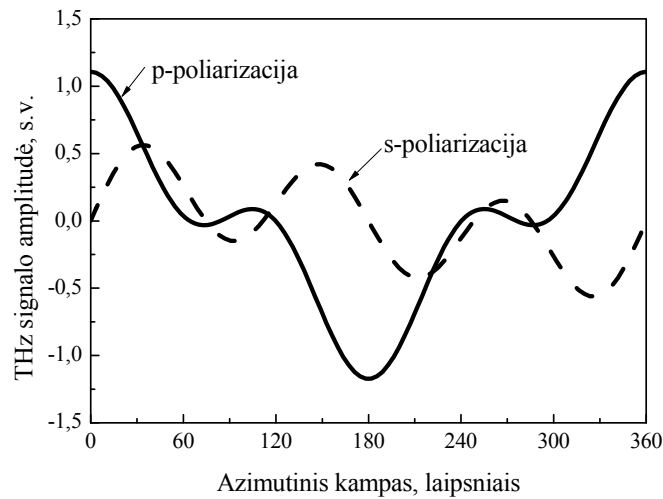
33 pav. Teoriškai apskaičiuotos (112) kristalografinės plokštumos InSb kristale generuoto p- [(a) ir (b)] ir s- [(c) ir (d)] poliarizacijos THz signalo kampinės priklausomybės, kai atsižvelgiama tik į OR efektą [(a) ir (c)] arba į EFIOR [(b) ir (d)] mechanizmą.

Eksperimentines p- ir s-polarizacijų THz signalų amplitudės priklausomybes nuo azimutinio kampo lyginant su teorinėmis kreivėmis, įskaitančias ir EFIOR ir OR efektus su skirtingais svorio faktoriais, buvo gauta, kad šių efektų dalių THz signale, generuojamame InSb paviršiuje, santykis yra apie 1,92. Iš šio santykio būtų galima įvertinti InSb paviršiuje esantį elektrinį

lauką $E_{pav.}$, nes $\frac{EFIOR}{OR} = \frac{\gamma E_{pav.}}{d_{14}}$, kur $\gamma = 3(\chi_{zzzz} - \chi_{zzxz} - 2\chi_{zzxx})$, $d_{14} = \chi_{ijk}$

($i \neq j \neq k$), čia χ_{zzzz} , χ_{zzxz} , χ_{zzxx} – trečios eilės netiesinio jautrio tenzoriaus komponentės, o χ_{ijk} – antros eilės netiesinio jautrio tenzoriaus komponentės. Tačiau paviršinį elektrinį lauką tiksliai įvertinti nėra lengva, nes optinio lyginimo ir elektrinių lauku indukuoto optinio lyginimo efektų koeficientus sunku tiksliai nustatyti.

34 pav. pavaizduotos kreivės gautos įskaitant ir OR, ir EFIOR mechanizmus, naudojant aukščiau minėtą jų indėlių santykį,



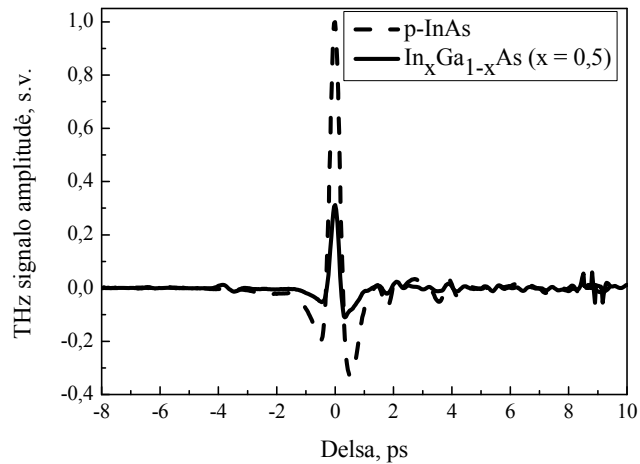
34 pav. Teoriškai apskaičiuotos (112) kristalografinės plokštumos InSb kristale sugeneruoto p- ir s-poliarizacijos THz signalo kampinės priklausomybės, kai atsižvelgiama iškart ir į OR, ir į EFIOR mechanizmus, esant

$$\frac{EFIOR}{OR} \approx -1.92.$$

Gautų priklausomybių formos gerai sutampa su eksperimentuose pamatuotomis (32 pav.), todėl galima daryti išvadą, jog InSb kristaluose generuojant THz signalus, generacijoje dalyvauja ir optinio lyginimo, ir elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo efektai.

3.5 InGaAs ir InAs emiterių tyrimo rezultatų palyginimas

Pagal THz signalo amplitudę (35 pav.) $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ neprilygsta p-InAs, tačiau jo pranašumas yra tas, kad kokybiškus šio junginio epitaksinius InGaAs sluoksnius galima auginti ir ant izoliuojančio bei skaidraus THz diapazone padėklo (InP). Todėl šį emiterį galima naudoti esant praėjimo geometrijai, talpinti jį arčiau detektoriaus nei atspindžio geometrijoje (18 pav.).

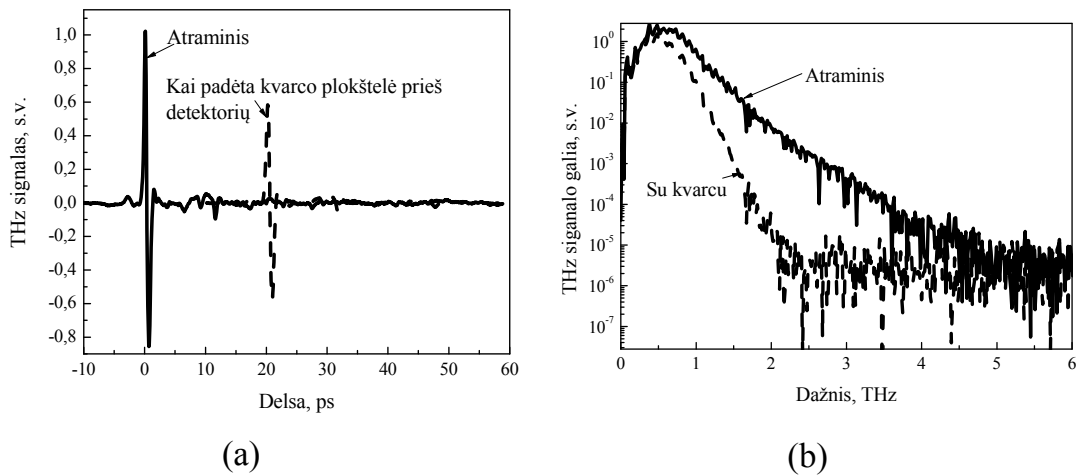


35 pav. THz signalai generuoti p-InAs ir $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ paviršiuose.

Pralaidumo geometrijos tyrimai leidžia emiterį patalpinti labai arti detektoriaus, todėl nebereikia naudoti tefloninio lęšio, kaip atspindžio geometrijoje, kadangi spinduliuotė ir taip gerai surenkama detektoriuje. Atsisakant papildomų lęšių pasiekiamos geresnės spektrinės charakteristikos (36 pav.).

36 a pav. parodytos THz signalų laikinės charakteristikos; atraminis THz signalas buvo gautas sudarius tarp emiterio ir detektoriaus tuštumą, o silpnesnis THz signalas – įdėjus 8 mm storio kvarco plokštelę. Gauti rezultatai parodė, kad panaudojus $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ emiterį, esant pralaidumo geometrijai, sugeneruojamas tik apie du kartus silpnesnės amplitudės THz impulsas lyginant su p-InAs kristalu atspindžio geometrijoje. Tačiau spektras ir signalas

triukšmas santykis išlieka panašus, tai yra atitinkamai apie 5 THz ir apie 60 dB. Kol kas šie dydžiai yra geriausi rezultatai, kuriuos pavyko pasiekti FTMC



36 pav. THz signalai ir jų Furjė spektrai, kai lazerinė spinduliuotė praleidžiama per $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ bandinį.

Optoelektronikos skyriuje, kuriame ir buvo atlikti šie eksperimentai. Svarbu pastebėti kad, kai yra įdėta kvarco plokštelė THz signalas susilpnėja ir pasislenka laike, nes kvarco plokštelėje THz signalas – papildomai užlaikomas ir dalis signalo atspindima. Iš Furjė transformacijos spektro matyti (36 b pav.), kad kvarcinė plokštelė nufiltruoja didesnius nei 2,5 THz dažnius.

3.6 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Nustatyta, kad geriausias paviršinis emiteris, aktyvuojamas 1 μm bangos ilgio femtosekundine lazerine spinduliuote, yra p-InAs, o kai lazerinė spinduliuotė praleidžiama per bandinį panašiomis spektrinėmis charakteristikomis pasižymi ir $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ emiteriai.

Nustatyta, kad žadinant femtosekundine 1 μm bangos ilgio lazerine spinduliuote InAs kristalus, sugeneruotam THz signalui didžiausią įtaką turi elektriniu lauku indukuotas optinio lyginimo (EFIOR) mechanizmas.

Tokia pačia lazerine spinduliuote žadinant įvairių kristalografinių plokštumų InSb kristalus sugeneruotam THz signalui aprašyti reikia atsižvelgti į abu netiesinius mechanizmus, tai yra į optinį lyginimą (OR) ir į EFIOR.

(112) kristalografine plokštuma orientuotame InSb kristale sugeneruota maksimali THz signalo amplitudė yra apie 1,5 karto didesnė nei iš (111) kristalografinės plokštumos InSb bandinyje, todėl galima spėti, kad panaudojus dar žemesnės simetrijos kristalografinių plokštumų bandinius būtų galima gauti dar stipresnę THz impulsų generaciją.

Plačiausia dažnių juosta (iki 5 THz) ir didžiausias signalas triukšmas santykis (~ 60 dB) buvo pasiekti naudojant GaBiAs fotolaidų detektorių ir paviršinį p-InAs emiterį arba pralaidumo geometrijoje $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ emiterį. Tai leidžia sėkmingai panaudoti šiuos elementus terahercinio diapazono spektroskopinėse sistemose.

4. Terahercinės laikinės srities spektroskopijos (THz-TDS) sistemoms skirtų fotolaidžių elementų tyrimas (P4, P5, P6, P7)

4.1 THz spinduliuotės emiteriai ir detektoriai pagaminti iš žemoje temperatūroje užaugintų GaBiAs sluoksnių

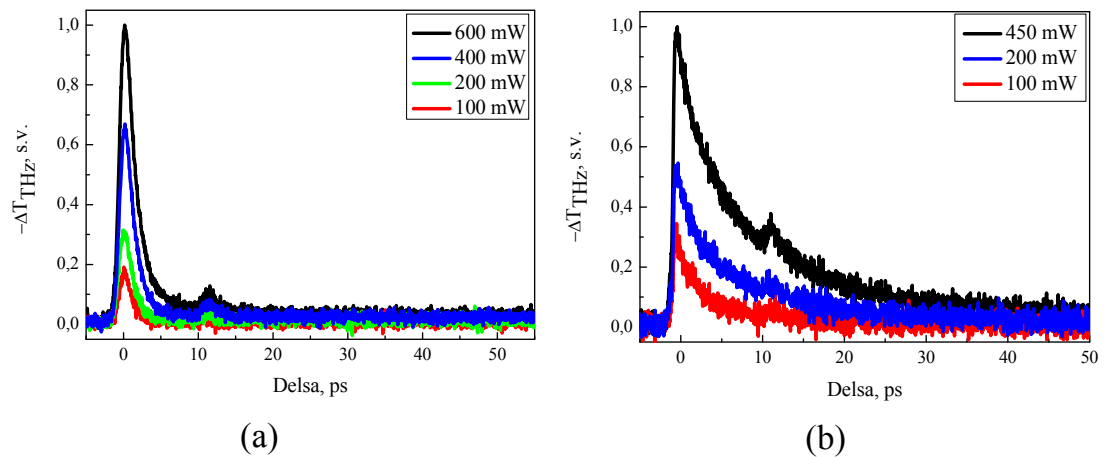
Šiame darbe fotolaidūs THz diapazono komponentai buvo gaminami iš GaBiAs sluoksnių. Sluoksnių parametrai pateikti 4 lentelė. GaBiAs junginių draustinių energijų tarpai buvo įvertinami iš optinės sugerties spektrų. Nustatyta, kad draustinių energijų tarpai kinta nuo 0,9 iki 1,1 eV. Tai rodo, kad sluoksnių auginimo metu įvesto Bi kiekis svyruoja nuo 4 % iki 8 % [113]. Atlikti Holo matavimai leido įvertinti sluoksnių savitąją specifinę varžą, ji siekė apie $2 \times 10^3 \Omega \text{cm}$ ir buvo kur kas didesnė nei GaBiAs sluoksnių užaugintų aukštoje temperatūroje [113]. Taip pat iš Holo matavimų buvo nustatyta, kad šių sluoksnių laidumas yra skylinio tipo, o elektronų judris yra $\sim 2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

4.1.1 Krūvininkų gyvavimo trukmių matavimai

GaBiAs sluoksniuose fotosužadintų krūvininkų gyvavimo trukmės buvo nustatomos naudojant optinio žadinimo – THz zondavimo matavimus (20 pav.). Eksperimento metu gautos THz impulso pralaidumo pokyčio kreivės pavaizduotos 37 pav.

THz impulso pralaidumo pokytis yra proporcingas optiškai sužadintų krūvininkų judriui ir jų koncentracijai. Kadangi elektronų judris yra eile didesnis nei skylių judris, tai ši metodika daugeliu atveju tinka tik nepusiausvirųjų elektronų relaksacijos tyrimams. Pirmiausia iš 37 pav. pateiktų kreivių galime įvertinti eksperimento laikinę skiriamąją gebą. Ją galime rasti iš optiškai indukuoto THz impulso sugerties kitimo pradiniu momentu. Mūsų

eksperimento laikinė skiriamoji geba buvo nulemta THz impulso trukmės ir siekė apie 0,8 ps.



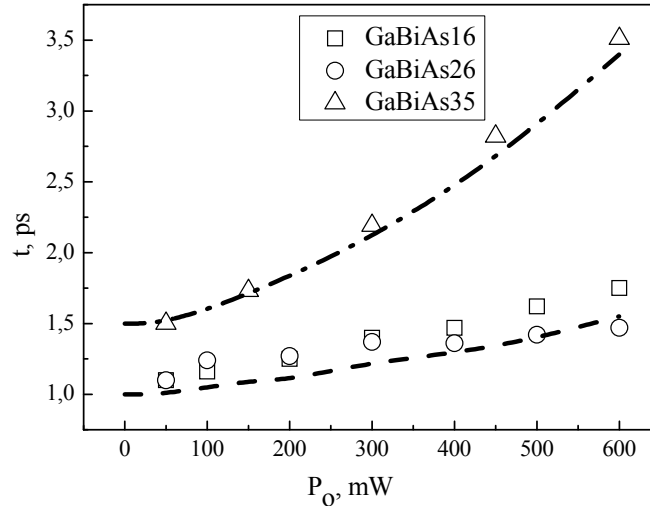
37 pav. GaBiAs16 (a) ir GaBiAs35 (b) sluoksnių krūvininkų dinamikos, matuotos esant skirtingiems optiniams žadinimams.

Darbe išmatuotos THz impulso pralaidumo pokyčio gesimo kreivės susideda iš dviejų dalių – sparčiosios ir lėtosios. Kadangi keisti delką tarp žadinančios ir zondojančios spinduliuotės galėjome tik tam tikrose ribose, lėtosios komponentės trukmę tiksliai nusakyti sunku. Spartaus gesimo trukmė GaBiAs16 bandiniui siekė apie 1ps, o GaBiAs35 – apie 1,6ps. Taip pat iš 37 pav. matyti, kad didinant žadinančios optinės spinduliuotės intensyvumą sparčiosios gesimo komponentės trukmė ilgėja (38 pav.). Šie rezultatai rodo, kad optiškai sužadinti elektronai yra greičiau nei skylės pagaunami gaudyklėse bei tai, kad didinant žadinančios spinduliuotės intensyvumą elektronų gaudyklės greičiau užsipildo.

Skaičiavimai buvo atlikti sprendžiant lygtį aprašančią nepusiausvyrinių elektronų dinamiką laidumo juostoje ir gaudyklių centruose. Buvo naudotas vieno tipo gaudyklių modelis ir laikyta, kad gaudyklių atsilaisvinimo laikas yra daug ilgesnis nei elektronų pagavimo laikas. Pagal šį modelį krūvininkų gyvavimo trukmė yra atvirkščiai proporcinga pagavimo skerspjūvio plotui σ_n , gaudyklių tankiui N_f ir terminiam krūvininkų greičiui v_{th} :

$$\tau = \frac{1}{N_f \sigma_n v_{th}}, \quad (19)$$

kur $v_{th} = \sqrt{\frac{k_b T}{m}}$, čia k_b – Boltzman'o konstanta, m – dalelės masė. Aprašant



38 pav. Optiškai sužadintų krūvininkų gyvavimo trukmės priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės vidutinės galios. Taškai vaizduoja eksperimento rezultatus, o kreivės – skaitmeninio modeliavimo aprašymo rezultatas. Optiškai sužadintų krūvininkų tankis, esant maksimaliam žadinimui, yra $9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

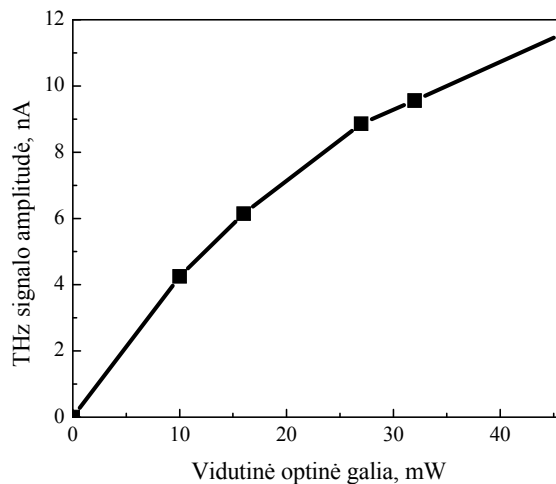
eksperimentinius rezultatus (38 pav.) buvo keičiami gaudyklių tankio ir pagavimo skerspjuvio ploto parametrai. Nustatyta, kad GaBiAs16 ir GaBiAs26 sluoksniams geriausias sutapimas su eksperimentiniais rezultatais gaunamas tada, kai $\sigma_n = 4,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2}$, $N_f = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, o GaBiAs35 sluoksniui – $N_f = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Šie rezultatai rodo, kad GaBiAs sluoksniuose pagavimo skerspjuvis yra didesnis, o gaudyklių skaičius GaBiAs sluoksnyje mažesnis nei ŽT GaAs [114]. Tai būtų galima priskirti gilių pakeistinių As_{Ga} (gardelės mazge vietoje Ga atomo yra As atomas) defektų kompensavimui, nes ŽT GaAs sluoksniuose šie defektai sudaro pagrindines gaudykles.

Šių sluoksnių pagrindu buvo pagaminti ir išbandyti THz emiteriai ir detektoriai žadinant juos 1 μm bangos ilgio femtosekundine lazerine

spinduliuote. Šių emiterių ir detektorių tyrimams buvo naudojamos dvi iterbio sistemos: Yb:KGW kietakūnis osciliatorius („Šviesos konversija“) ir Yb legiruotas skaidulinis lazeris.

4.1.2 GaBiAs detektorių ir emiterių tyrimai

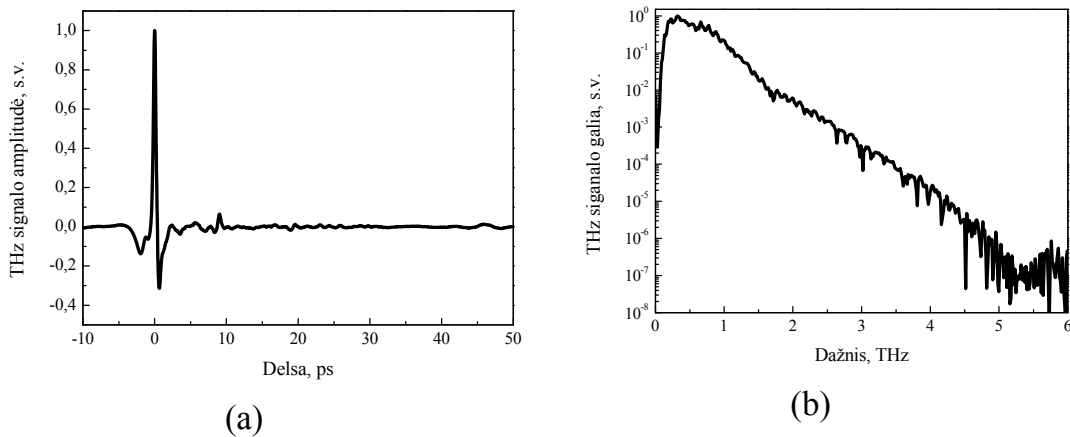
Darbe buvo tirta kaip terahercinio signalo amplitudė priklauso nuo vidutinės lazerinės spinduliuotės galios krentančios ant detektoriaus. THz impulsų generavimui buvo naudojamas geriausias paviršinis emiteris, tai yra p-InAs kristalas. Gauti rezultatai pateikti 39 pav. Iš 39 pav. matyti, kad THz signalas gana greitai pradeda sotintis. Tai liudija, kad elektronus gaudančių centrų nėra pernelyg daug. Jie užsipildo ir detektoriaus charakteristikos pradeda prastėti, tai yra THz signalo amplitudė nebeauga tiesiškai didinant optinę galią. Iš 39 pav. nustatyta, kad optimaliausias lazerinės spinduliuotės galingumas tokiems detektoriams yra nuo 20 iki 25 mW.



39 pav. Terahercinio signalo amplitudės priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės vidutinės galios ant GaBiAs16 detektoriaus.

THz signalas gautas naudojant abu fotolaidžius pagrindinius THz sistemos elementus, tai yra emiterį ir detektorių, pagamintus iš GaBiAs

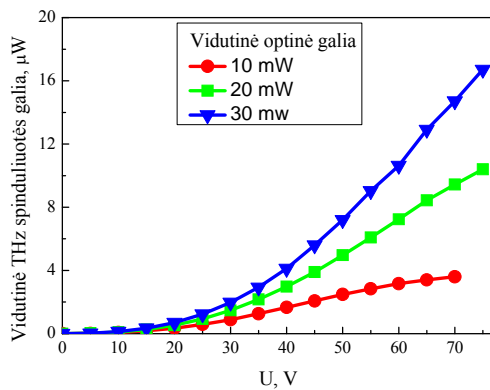
sluoksnių, ir „Šviesos konversijos“ lazerine sistema bei jo Furjė spektras pavaizduoti 40 pav.



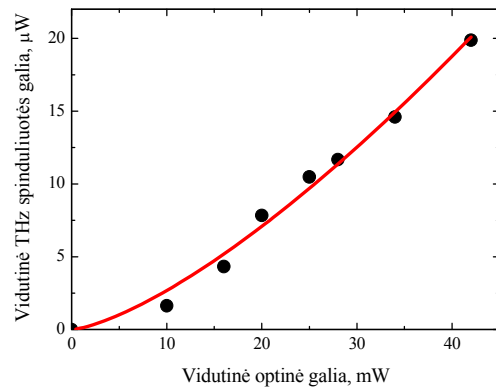
40 pav. THz impulsas (a) ir jo Furjė transformacijos spektras (b), kai THz impulsas generuojamas ir detektuojamas iš ŽT GaBiAs sluoksnių pagamintomis fotolaidžiomis antenomis.

Matavimas atliktas azoto dujų aplinkoje, todėl Furjė transformacijos spektre (40 b pav.) beveik nėra vandens sugerties linijų. Matyti, kad didžiausias dažnis virš sistemos triukšmo lygio yra apie 5 THz, o signalas triukšmas santykis – apie 60 dB. Be to į THz emiterį ir detektorius kritusios optinės spinduliuotės vidutinė galia buvo tik apie 20 mW. Tuo tarpu reikia pabrėžti, kad į paviršinius emiterius tekdavo šviesti net kelių šimtų mW vidutine optine galia. Su galios matuokliu „Golay cell“ („Tydex“) buvo išmatuota vidutinė THz impulso galia. Nustatyta, kad naudojant fotolaidžias antenas pagamintas iš GaBiAs sluoksnių, vidutinė THz spinduliuotės galia siekia apie 5 μ W, tai yra optinės spinduliuotės vertimo į THz spinduliuotę koeficientas yra $\sim 2,5 \times 10^{-4}$.

Naudojant galios matuoklį „Golay cell“ buvo išmatuota, kaip THz signalo galia priklauso nuo prie THz emiterio prijungtos išorinės įtampos (41a pav.) ir nuo į emiterį krentančios optinės spinduliuotės vidutinės galios (41 b pav.).



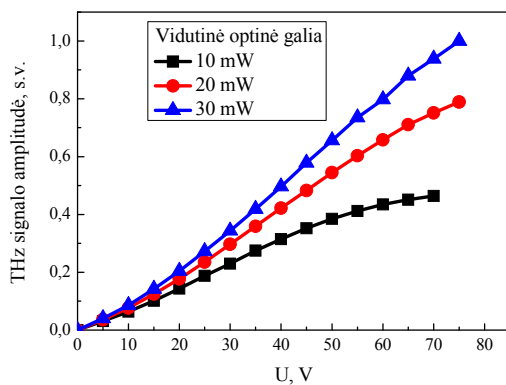
(a)



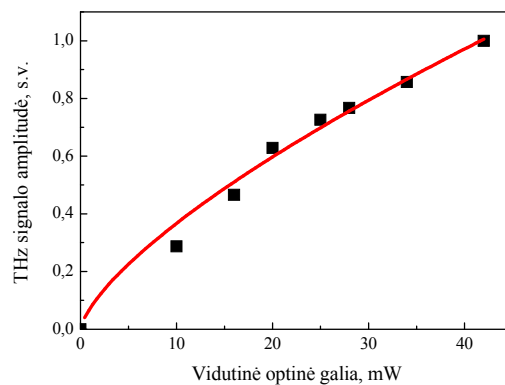
(b)

41 pav. THz spinduliuotės vidutinės galios priklausomybė nuo pridėtos įtampos prie THz emiterio (a) ir nuo lazerinės spinduliuotės vidutinės galios, pridėjus 65 V įtampą (b). Matavimams naudotas „Golay cell“ detektorius.

40 pav. ir 41 pav. gauti rezultatai atskleidė tai, kad šios THz–TDS sistemos charakteristikos yra labai panašios į sistemų, naudojančių galingą Ti:safyro lazerį ir didelės apertūros GaAs THz emiterį [115]. Atitinkamos THz signalo amplitudžių priklausomybės nuo prie THz emiterio prijungtos įtampos ir lazerinės spinduliuotės vidutinės galios, išmatuotos naudojant fotolaidų detektorių yra pavaizduotos 42 pav.



(a)



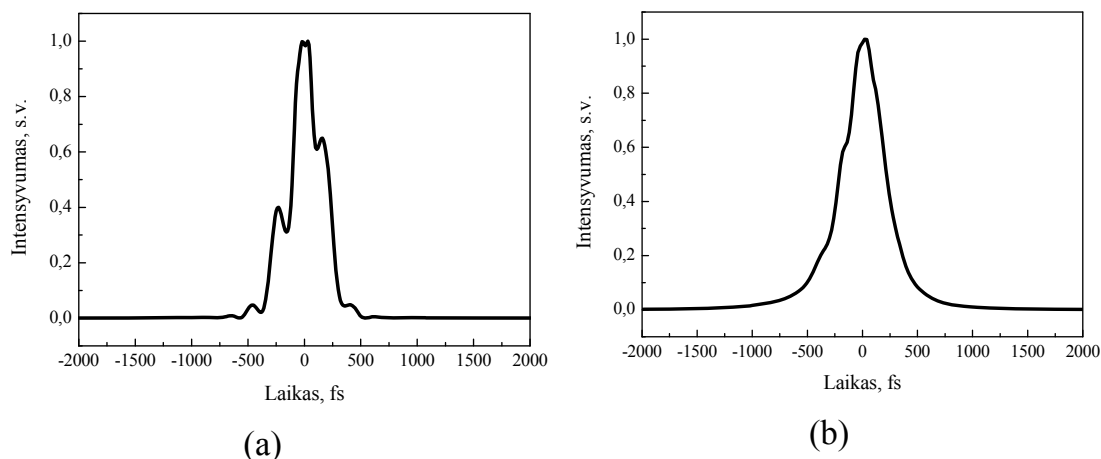
(b)

42 pav. THz signalo amplitudės priklausomybė nuo pridėtos įtampos prie emiterio (a) ir nuo vidutinės optinės spinduliuotės galios, kai įtampa buvo 65 V (b). Detektorius fotolaidi GaBiAs antena.

Iš 42 b pav. matyti, kad emiterio su 20 μm tarpu tarp kontaktų THz signalo amplitudė, keičiant žadinimo intensyvumą ir esant pastoviai maitinimo įtampai, pradeda sotintis, kai žadinančio spindulio vidutinė optinė galia pasieka 10 – 15 mW (fokusuojama į $\sim 50 \mu\text{m}$ skersmens dėmę). Šis sotinimasis gali būti nulemtas elektrinio lauko ekranavimo fotosužadintais krūvininkais. Taip pat eksperimentų metu buvo nustatyta, kad naudojant dideles įtampas ir didelius žadinimo intensyvumus THz emiterių gyvavimo trukmė trumpėja. Buvo nustatyta, kad dirbant su GaBiAs pagrindu padarytomis fotolaidžiomis antenomis optimaliausia darbinė vidutinė optinė galia yra 20 mW, o įtampa – 60 V.

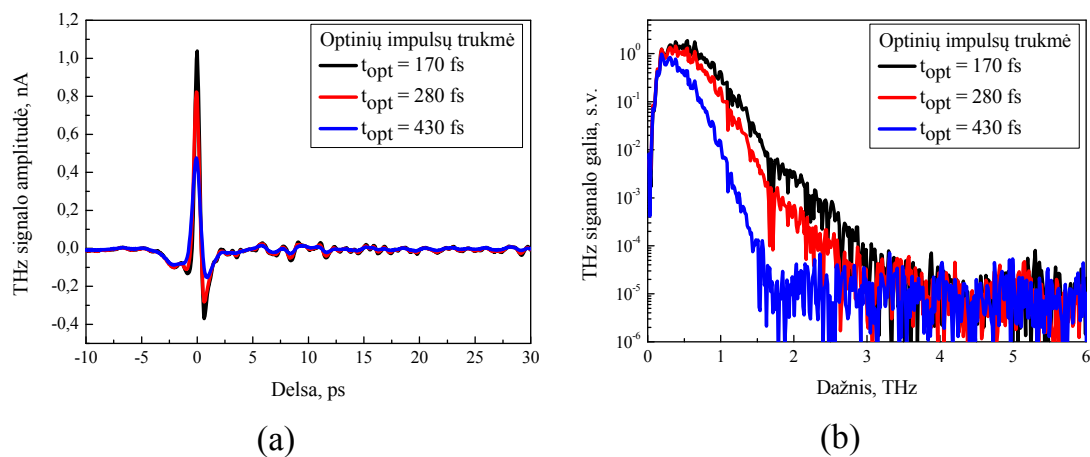
Kiti šių emiterių ir detektorių tyrimai buvo atlikti naudojant Yb legiruotą skaidulinį lazerį ($\lambda \sim 1030 \text{ nm}$), kurio impulsų trukmės buvo galima keisti nuo 160 fs iki 1 ps. Matavimai buvo atlikti optimaliai suspaudus (160 fs) lazerinius impulsus ir juos išplėtus. Optinių impulsų trukmė buvo didinama įvedant arba teigiamą, arba neigiamą čirpą. Optinių impulsų forma buvo papildomai matuojama FROG sistema. Keletas gautų rezultatų pateikti 43 pav. Parodyta, kad įvedant neigiamą čirpą optiniai impulsai pasižymi dviem smailemis (43 a pav.) dėl aukštesnių eilių spektrinių komponentų fazių sąveikos, o įvedant teigiamą čirpą optinių impulsų laikinės formos turi tik vieną smailę (43 b pav.), kaip ir esant optimaliam impulsų suspaudimui.

Su šia lazerine sistema buvo tirta THz signalo ir jo Furjė spektro priklausomybė nuo lazerinių impulsų trukmės. Lazerinių impulsų trukmė buvo keičiama įvedant tik teigiamą čirpą, nes tik tada lazerinių impulsų forma išlieka panašiausia į optimaliai suspaustus impulsus, tai yra impulsai turi tik vieną smailę.



43 pav. Lazerinių impulsų laikinės formos, kai įvesta neigiama dispersija, impulsų trukmė 330 fs (a) ir kai įvesta teigiama dispersija, impulsų trukmė 430 fs (b).

44 pav. pavaizduoti THz impulsai ir jų Furjė transformacijos spektrai esant trims skirtingoms optinės spinduliuotės impulsų trukmėms. THz emiteriui apšviesti buvo naudojama apie 8 mW vidutinės galios lazerinė spinduliuotė, o THz detektoriumi aktyvuoti – apie 11 mW optinė spinduliuotė.



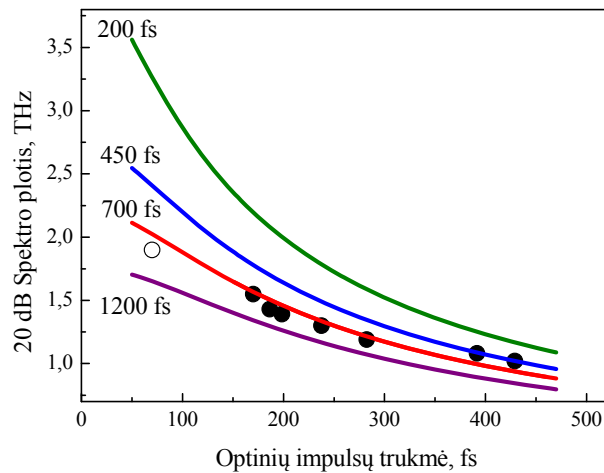
44 pav. THz signalai (a) ir jų Furjė transformacijos spektrai (b), kai THz–TDS sistemos pagrindiniai elementai aktyvuojami skirtingos trukmės lazeriniais impulsais.

Gauti rezultatai rodo, kad ilginant optinių impulsų trukmę THz signalo amplitudė mažėja. Taip pat iš Furjė transformacijos spektrų matyti, kad

didžiąją dalį terahercinio impulso energijos perneša svyravimai, kurių dažnis lygus 0,5 THz. Didžiausia vertė apie 3,4 THz, kuri yra virš sistemos triukšmo lygio, pasiekama kai optiniai impulsai yra suspausti optimaliausiai). Signalo triukšmo santykis siekia apie 50 dB. Gautas spektro plotis ir signalo ir triukšmo santykis yra šiek tiek prastesni, nei naudojant tokius pat THz–TDS sistemos pagrindinius elementus, tai yra tą patį emiterį ir detektorius, bet Yb:KGW lazerinę sistemą (40 b pav.). Tai gali būti nulemta to, kad naudojant Yb:KGW lazerinę sistemą, lazerinių impulsų trukmė yra trumpesnė, o momentinė lazerinių impulsų galia didesnė. Be to spektro plotis ir signalo triukšmo santykis mažėja ilginant lazerinių impulsų trukmę (44 b pav.).

THz–TDS sistemos spektrines charakteristikas nulemia fotolaidžių komponentų parametrai bei lazerinių impulsų trukmė. Didžiąją dalį terahercinio impulso energijos pernešantį dažnį daugiausia lemia dipolinės antenos geometrija. Mūsų naudojamos dipolinės antenos ilgis buvo apie 70 μm . Toks ilgis atitinka apie 500 GHz rezonansinį dažnį. Generuojamo spektro plotį lemia keletas faktorių. THz elektrinis laukas yra proporcingas emiteryje sukurtai fotosrovei, o THz spektro plotis yra atvirkščiai proporcingas emiteryje sukurtos fotosrovės kilimo trukmei. Pavyzdžiui, Gauso formos optiniams impulsams, kurių trukmė yra ilgesnė nei laikas tarp krūvininkų susidūrimų (τ_i), fotosrovės užaugimo laikas (nuo 10 % iki 90%) yra apie $1,3\tau_i$. Taigi, maksimalus generuojamas spektro plotis $\Delta f \approx 0,77/\tau_i$. Tai rodo, kad 8 THz spektro pločio impulsai gali būti generuojami daugumoje THz–TDS sistemų, kuriose THz emiteriai aktyvuojami ~100 fs trukmės lazeriniais impulsais. Tuo tarpu naudojant fotolaidžius elementus THz–TDS sistemose paprastai yra gaunami tik 4 – 5 THz spektro pločiai. Tai lemia stipri THz bangų sugertis GaAs padėkluose [116] bei ilga detektoriaus medžiagos elektronų gyvavimo trukmė (τ_e), kuri dažniausiai viršija optinių impulsų trukmę.

45 pav. pavaizduota THz impulso spektro pločio priklausomybė nuo lazerinių impulsų trukmės.



45 pav. THz spektro pločio priklausomybė nuo lazerinių impulsų trukmės. Užpildyti taškai gauti naudojant Yb skaidulinį lazerį, o tuščias taškas gautas su Yb:KGW lazerine sistema. Linijos vaizduoja teorinius skaičiavimus. Kiekviena linija atitinka skirtingas detektoriaus krūvininkų gyvavimo trukmes.

Tirtosios THz sistemos generuojamo spektro teorinis modeliavimas buvo atliktas pagal Duvilaret ir kitų pasiūlytą analitinį modelį [55]. Laisvų krūvininkų trukmes GaBiAs sluoksniuose nustatėme iš optinio žadinimo – THz zondavimo matavimų. Įvertinta, kad THz emiteryje krūvininkų gyvavimo trukmė yra apie 1,6 ps, o THz detektoriuje τ siekia 0,8 ps. Laikai tarp elektronų susidūrimų buvo tie patys, tai yra buvo laikyta kad ir emiteryje, ir detektoriuje jie yra ~ 80 fs (elektronų judris GaBiAs sluoksniuose yra $\sim 2 \times 10^3$ cm²/Vs, kuris atitinka 80 fs). 45 pav. pateiktos teorinių skaičiavimų kreivės, esant skirtingoms krūvininkų gyvavimo trukmėms detektoriuje, rodo, kad THz spinduliuotės spektro plotį lemia krūvininkų gyvavimo trukmės.

Reikia pažymėti, kad naudojant THz–TDS sistemą su skaiduliniu lazeriu optinės spinduliuotės vertimo į THz spinduliuotę koeficientas yra didesnis nei 5×10^{-4} . Šis koeficientas yra dar šiek tiek didesnis nei sistemos, kurioje THz emiterio aktyvavimui naudojamas Yb:KGW lazeris.

4.1.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

GaBiAs yra tinkamas junginys gamybai THz diapazono emiterių ir detektorių, kadangi pasižymi didesniu nei ŽT InGaAs detektoriai jautrumu THz spinduliuotei ir plačia dažnių juosta. Šias savybes nulemia stipri 1 μm bangos ilgio optinės spinduliuotės sugertis medžiagoje, didelis elektronų judris ($\sim 2 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) bei trumpa sugeneruotų krūvininkų gyvavimo trukmė ($\sim 1 \text{ ps}$).

Aktyvuojant 1 μm bangos ilgio, 70 fs trukmės lazerine spinduliuote THz emiterį ir detektorių, pagamintą GaBiAs sluoksnio pagrindu, registruojamas sistemos spektro plotis siekia apie 5 THz, o signalas triukšmas santykis yra 60 dB.

Kadangi GaBiAs sluoksniuose elektronus gaudančių centrų nėra pernelyg daug tai GaBiAs pagrindu pagamintų fotolaidžių antenų optimaliausia darbinė vidutinė optinė galia yra 20 mW, o THz emiterių maitinimo įtampa iki 60 V.

Gauta, kad ilginant optinių impulsų trukmę nuo 70fs iki 500fs THz signalo amplitudė bei spektro plotis mažėja.

Naudojant GaBiAs emiterius ir detektorius optinės spinduliuotės į THz spinduliuotę vertimo koeficientas viršija 5×10^{-4} .

4.2 THz spinduliuotės emiteriai, pagaminti iš žemoje temperatūroje užaugintų GaAs sluoksnių

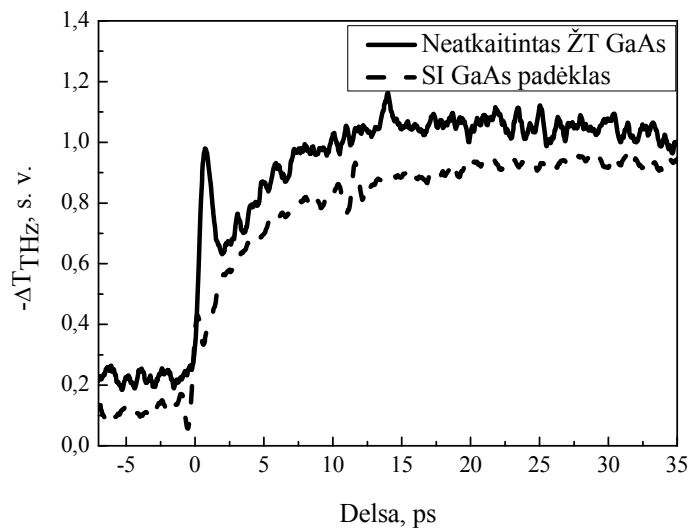
THz emiterių, pagamintų iš GaBiAs sluoksnių, vienas iš trūkumų yra tas jog šie sluoksniai turi palyginti mažą tamsinę varžą, kuri nulemia nedideles prijungtas įtampas prie THz emiterių. Ieškodami alternatyvos emiteriams, pagamintiems iš GaBiAs sluoksnių, ištyrėme galimybę pagaminti THz spinduliuotės šaltinius iš ŽT GaAs. Ši medžiaga buvo pasirinkta dėl didelės tamsinės varžos MBE būdu užaugintų ŽT GaAs sluoksnių. Be to jau buvo minėta, kad šioje medžiagoje sužadintų elektronų gyvavimo trukmės yra labai

trumpos, o judris didelis. Visa tai būtina ir naudinga gerinant THz emiterio charakteristikas. Dar viena priežastis kodėl buvo pasirinkti šie sluoksniai yra ta, atkaitinimas iki ~ 400 °C temperatūrose nesumažina didelio defektų tankio siekiančio $10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ir draustinių energijų tarpe susidarančios defektų juostos. Dėl sugerties defektų juostoje ŽT GaAs sluoksniai gali reaguoti į $1 \mu\text{m}$ ar net $1,55 \mu\text{m}$ bangos ilgio lazerinę spinduliuotę. Sugerties koeficientas $1 \mu\text{m}$ bangos ilgio optinės spinduliuotės kvantams yra artimas 10^{-4} cm^{-1} [117].

Elektronų judris defektų juostoje yra gana mažas, nes neatkaitintame ŽT GaAs sluoksnyje vyrauja laidumas susijęs su elektronų šuoliais defektų juostoje, o fotosužadintų elektronų judris laidumo juostoje turėtų būti panašus kaip ir atkaitintuose sluoksniuose. Be to šie sluoksniai (neatkaitinti arba atkaitinti iki 400 °C temperatūros) pasižymi gana dideliu elektrinio pramušimo slenksčiu lyginant su atkaitintų aukštesnėse temperatūrose [118]. Pastaroji savybė leidžia prie THz emiterių, pagamintų naudojant vidutinėse temperatūrose atkaitintus ŽT GaAs sluoksnius, pridėti dideles išorines įtampas garantuojančias gerokai didesnę generuojamos THz spinduliuotės galią.

4.2.1 Optinio žadinimo – THz zondavimo eksperimento rezultatai

Optinio žadinimo – THz zondavimo tyrimai buvo atlikti neatkaitintiems ir atkaitintiems vidutinėse temperatūrose (~ 400 °C) ŽT GaAs sluoksniams bei pusiau izoliuojančiam GaAs padėklui. 46 pav. parodyta, kaip praėjusio per neatkaitintą ŽT GaAs sluoksnį ir padėklą THz signalo amplitudė keičiasi.



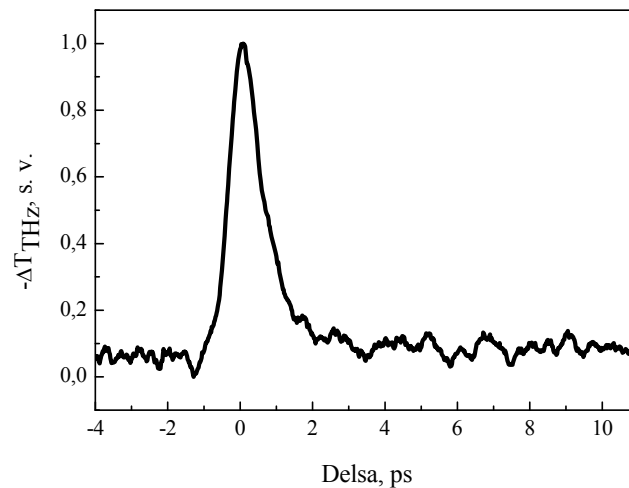
46 pav. Optiškai indukuota THz sugertis ŽT GaAs sluoksnyje ir SI GaAs padėkle.

Sužadinus bandinį optiškai, THz signalo pralaidumas keičiasi dėl sugeneruotų laisvų elektronų, o pralaidumo pokytis yra proporcingas optiškai sužadintam elektroniniam laidumui. Eksperimento rezultatai (46 pav.) rodo, kad ŽT GaAs atveju iškart po sluoksnio sužadavimo lazerine spinduliuote seka greitas krūvininkų dinamikos kitimas, tačiau visos dinamikos požiūriu matyti, kad vis tik dominuoja lėtai kintanti dalis. Ši lėtai kintanti dalis gaunama SI GaAs padėklui, o didinant žadinančios spinduliuotės intensyvumą ši dalis didėja tiesiškai. Lėtai kintanti optiškai sukurtos THz spinduliuotės sugerties dinamika apsunkina optinio žadinimo – THz zondavimo rezultatų interpretaciją. Lėtai kintančią krūvininkų kinetiką galbūt gali sukelti elektronų žadinimas iš 600 μm storio SI GaAs padėkle skirtingam gylyje esančių donorinių lygmenų. Ilgas padėklo kinetikos kilimas (pradinė dalis) turbūt yra nulemtas to, kad žadinant 1,2 eV lazerine spinduliuote sugeneruoti laisvi elektronai gauna didesnę perteklinę energiją ir yra užkeliami aukščiau X slėnio, kuriame jų judris yra mažesnis. Panašios THz laidumo kinetikos buvo stebėtos Ge [111] ir CdHgTe, In_{0,5}Ga_{0,5}As puslaidininkiuose [119].

Identiški matavimai buvo atlikti ŽT GaAs sluoksniams atkaitintiems 320 °C – 500 °C temperatūrose. Gauti rezultatai buvo labai panašūs į

pateiktuosius 46 pav. Visais atvejais buvo matoma SI GaAs padėklo įtaka gautai krūvininkų kinetikai.

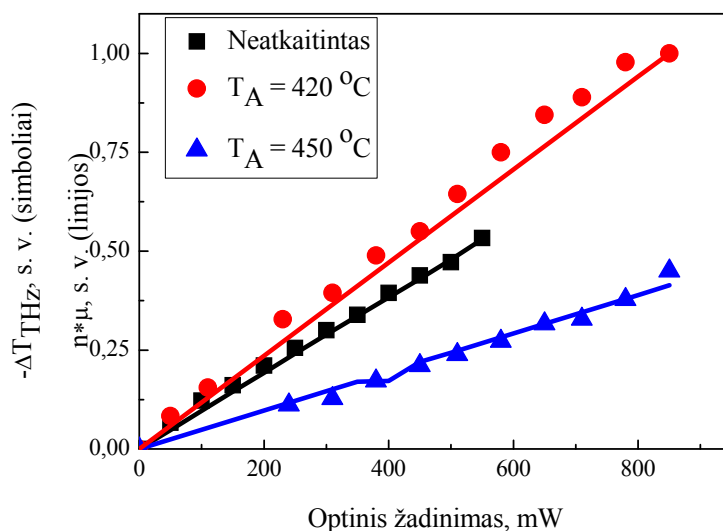
Siekiant išvengti GaAs padėklo įtakos krūvininkų kinetikai ŽT GaAs sluoksnis buvo užaugintas ant AlAs/GaAs Bragg'o veidrodžio, kuriame didžiausias atspindys stebimas ties 1 μm . Išmatuota krūvininkų kinetika pavaizduota 47 pav.



47 pav. Optiškai indukuotos THz spinduliuotės sugerties, neatkaitintame ŽT GaAs sluoksnyje užaugintame ant Bragg'o veidrodžio, laikinė priklausomybė

Kaip matyti iš 47 pav., struktūroje auginant ant Bragg'o veidrodžio buvo išelimi nuota lėtai kintanti krūvininkų kinetikos dalis. Gauta trukmė pusės smailės aukštyje yra apie 1 ps, o signalo kilimo ir kritimo frontai labai panašūs. Iš šio rezultato galime teigti, kad optiškai sugeneruotų elektronų gyvavimo trukmė yra trumpesnė nei eksperimento laikinė skyra ($\sim 0,8$ ps).

Papildomai ištirta optiškai sužadinto THz signalo sugerties priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės intensyvumo. Tyrimas buvo atliktas naudojant skirtingose temperatūrose atkaitintus bandinius. Visi bandiniai buvo ŽT GaAs sluoksniai užauginti ant Bragg'o veidrodžio. 48 pav. pateiktos neatkaitinto, atkaitinto 420 °C temperatūroje ir atkaitinto 450 °C temperatūroje krūvininkų maksimalaus atsako priklausomybės nuo žadinimo galios.



48 pav. Krūvininkų kinetikos maksimalios vertės priklausomybė nuo žadinančios optinės spinduliuotės. Taškai vaizduoja eksperimento rezultatus, o ištisinės linijos – teorinius skaičiavimus.

Matome, kad THz sugertis visiems tirtiems bandiniams didėja tiesiškai, didinant žadinančios spinduliuotės intensyvumą. Tai rodo, kad neatkaitintuose ir atkaitintuose (400 °C – 450 °C) ŽT GaAs sluoksniuose optinės spinduliuotės sugertis vyksta greičiau ne dėl dvifotonės sugerties, o dėl defektų sugerties, tai yra sugėrę fotoną laisvieji elektronai generuojami iš defektų lygmens. Didžiausia THz spinduliuotės sugertimi pasižymi ŽT GaAs sluoksnis kuris atkaitintas 420 °C temperatūroje. Neatkaitintame sluoksnyje sugertis yra šiek tiek mažesnė, o sluoksnyje atkaitintame 450 °C temperatūroje, sugertis net tris kartus sumažėja.

Kadangi THz spinduliuotės sugertis yra proporcinga bandinio fotolaidumui, tai teoriniams skaičiavimams taikėme „Shockley-Read‘o-Hall‘o“ modelį. Šio modelio pagalba buvo įvertinta žadinimo lygio, tai yra sužadintų krūvininkų tankio, priklausomybė nuo optinio žadinimo intensyvumo. Įskaitėme tik elektronų žadinimą iš gilių pakeistinių As_{Ga} donorinių lygmenų. Fermi lygmuo yra šalia gilių donorų juostos, tai yra ~0,8 eV žemiau laidumo juostos dugno. Kai bandinys nėra optiškai žadinamas, laidumo juostą laikėme

beveik tuščia. Tik maža dalis As_{Ga} defektų (N_{As}) yra jonizuoti jų kompensavimui sluoksnio auginimo metu įvestų berilio priemaišų arba susidariusių Ga vakansijų (jos lemia akceptorinių būsenų susidarymą). Darydami prielaidą, kad jonizuotų As_{Ga} defektų skaičius yra artimas Ga vakansijų skaičiui (N_{Va}), apibrėžiame kad pradiniu momentu turime mažą kiekį elektronų gaudyklių (pagavimo centrų). Spindulinė rekombinacija, kai šuoliai vyksta juosta – juosta, bei Auger'o rekombinacija ŽT GaAs silpnai pasireiškia, todėl į jas skaičiavimuose nebuvo atsižvelgta.

Elektronų skaičiaus kitimą laidumo juostoje galime užrašyti netiesine diferencialine lygtimi:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = (1 - R) \frac{I\sigma}{h\omega_0} N_{As}^0 - \alpha(N_{As} - N_{As}^0)\Delta n, \quad (20)$$

čia N_{As}^0 yra neutralių taškinių defektų tankis, R ($\sim 0,3$) – ŽT GaAs bandinį žadinančios spinduliuotės atspindžio koeficientas, I – lazerinės spinduliuotės intensyvumas laike, $h\omega_0$ yra fotonų energija, $\sigma = 1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ [120] ir α atitinkamai yra fono pagavimo skerspjūvis ir elektronų pagavimo greitis As_{Ga} taškiniuose defektuose. Paskutinis parametras gali būti surastas iš $\alpha = \sigma_s v_{th}$, kur $\sigma_s = 1,1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ [114] yra pagavimo skerspjūvis defektuose, o $v_{th} = 4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ – šiluminis elektronų greitis. Krūvio tvermės dėsnį, kai elektronai žadinami iš defektų juostos į laidumo juostą galime užrašyti lygtimi:

$$N_{As}^0 = N_{As} - N_{Va} - \Delta n. \quad (21)$$

Netiesinės diferencialinės lygties (20), kuri aprašo krūvininkų kitimą laike, bendru atveju analitiškai išspręsti negalime. Todėl buvo naudotas skaitmeninis šios lygties sprendimas. Naudojantis šiais skaičiavimais buvo aprašyti optinio žadinimo – THz zondavimo eksperimentų rezultatai 48 pav.

Buvo nustatyta, kad As_{Ga} defektų koncentracija (N_{As}) neatkaitintam sluoksnyje yra $20 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, atkaitinus sluoksnį 420 °C temperatūroje jų koncentracija sumažėja iki $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, o atkaitinus 450 °C temperatūroje – iki $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Kadangi atkaitinant sluoksnius defektų skaičius mažėja, todėl elektronų judrumas turi didėti. Savo skaičiavimuose elektronų judrumą

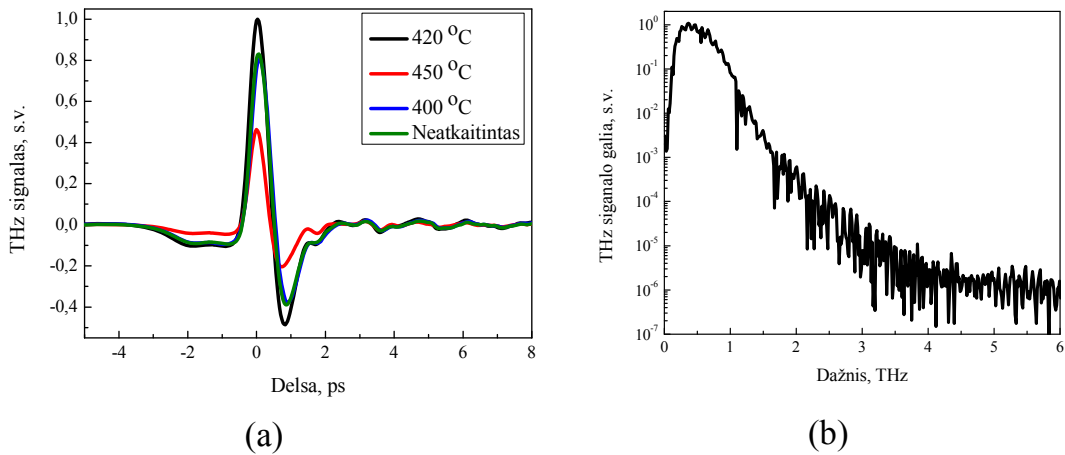
atkaitintuose sluoksniuose laikėme esantį 5 kartus didesnę nei neatkaitintame sluoksnyje. Nustatyta, kad esant maksimaliam neatkaitinto ŽT GaAs sluoksniu optiniam žadinimui nepusiausvirųjų elektronų tankis siekia $1,4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Ši koncentracija yra per maža, kad būtų pasiekta sotis žadinant laisvus krūvininkus iš defektų juostos į laidumo juostą.

48 pav. greta eksperimentinių pavaizduoti ir teorinių skaičiavimų rezultatai. Akivaizdu, kad teoriniai skaičiavimai gana gerai sutampa su eksperimentiniais.

4.2.2 THz–TDS sistemos fotolaidžių antenų, pagamintų iš žemoje temperatūroje užaugintų GaAs sluoksnių, tyrimas

THz spektroskopijos sistemoj fotolaidžios antenos buvo gaminamos iš ŽT GaAs sluoksniu be Bragg'o veidrodžio. THz emiteriai buvo atkaitinti 320 °C – 500 °C temperatūroje ir testuoti THz–TDS sistemoje naudojant GaBiAs detektorius. Emiteriui žadinti buvo naudota apie 20 mW vidutinės galios lazerinė spinduliuotė, o pridėta įtampa siekė 70 V. Gauti THz signalai pademonstruoti 49 a pav. Matome, kad emiterių pagamintų neatkaitinto ir atkaitinto 400 °C temperatūroje ŽT GaAs sluoksniu pagrindu THz impulsai yra identiški. THz signalas išauga, kai THz antenai naudojome 420 °C temperatūroje atkaitintą sluoksniu. Taip yra todėl, kad 420 °C temperatūroje atkaitintas ŽT GaAs sluoksniu pasižymi didžiausia THz signalo sugertimi.

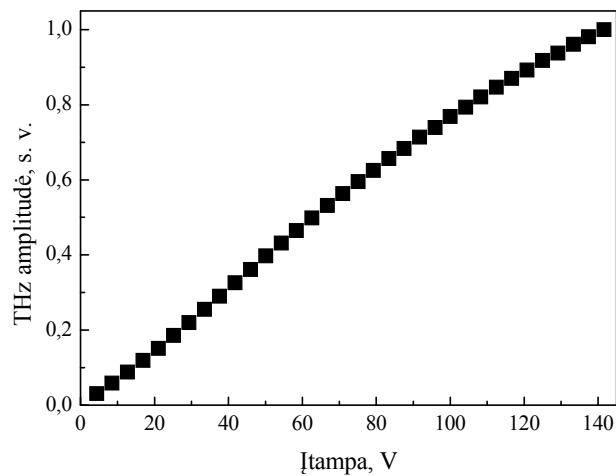
Taip pat iš 49 a pav. matome, kad THz signalas gana stipriai apie du kartus susilpnėja, ŽT GaAs sluoksniu atkaitinus 450 °C temperatūroje. Reikia pažymėti, kad THz signalo nepavyko užregistruoti, kai antena buvo pagaminta iš 500 °C temperatūroje atkaitinto sluoksniu.



49 pav. Emiterių pagamintų iš įvairiose temperatūrose atkaitinto ŽT GaAs sluoksnio THz signalai (a). THz signalo Furjė transformacijos spektras, kai ŽT GaAs emiteris atkaitintas 420 °C temperatūroje (b). Detektorius pagamintas naudojant GaBiAs sluoksnį.

49 b pav. parodytas THz signalo emituoto iš 420 °C temperatūroje atkaitinto ŽT GaAs sluoksnio, Furjė transformacijos spektras. Pagrindiniai šio spektro parametrai yra naudingo spektroskopijai spektro plotis ~3 THz ir signalas triukšmas santykis – ~50dB. Spektras nėra išpūdingai platus. Tačiau fotolaidūs emiteriai pagaminti iš atkaitinto ŽT GaAs sluoksnio pasižymi aukštu pramušimo slenksčiu, todėl galima pridėti aukštas įtampas. THz signalo amplitudės priklausomybė nuo pridėtos kintamos įtampos prie emiterio, parodyta 50 pav., yra labai artima tiesinei visame matuotame diapazone. Maksimali pridėta kintamos įtampos amplitudė siekė 150 V. Kadangi fotolaidus tarpas buvo apie 10 μm pločio, tai pramušimo laukas tokioje antenoje viršija 150 kV/cm. Gautas rezultatas yra kelis kartus didesnis, nei fotolaidžios antenos pagamintos ŽT GaAs sluoksnio pagrindu ir atkaitintos aukštesnėse nei 500 °C temperatūrose [118]. Toks žymus pramušimo slenksčio padidėjimas neatkaitintame ir atkaitintame iki 450 °C ŽT GaAs sluoksnyje gali būti paaiškinamas šuoliniu laidumu. Laidumo mechanizmas panašus į diodų pagamintų iš ŽT GaAs sluoksnio [118]. Šuolinė srovė neleidžia prie anodo susidaryti aukšto elektrinio lauko sričiai, o tai lemia tolygesnį elektrinio lauko

pasiskirstymą fotolaidžiam tarpe. Todėl griūtinis pramušimas įvyksta prie aukštesnių įtampų.

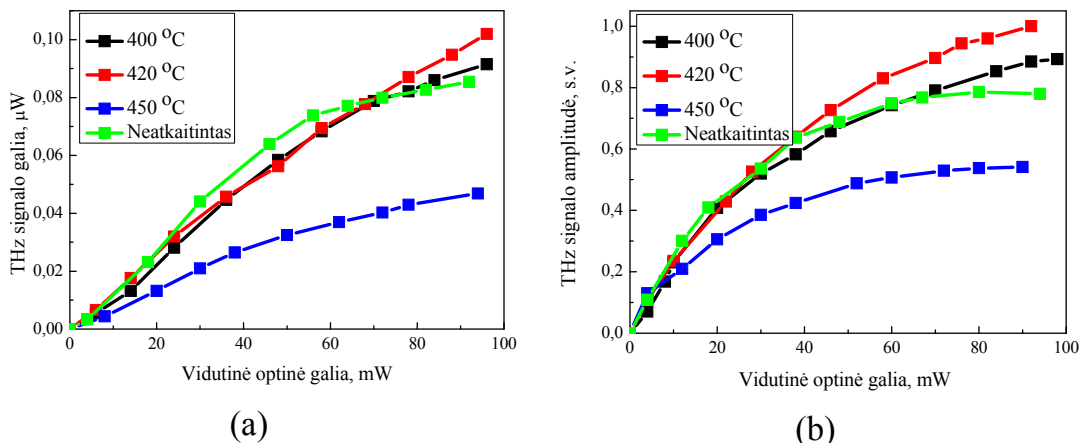


50 pav. THz signalo amplitudės priklausomybė nuo pridėtos kintamos įtampos. Emiteris buvo pagamintas naudojant 420 °C temperatūroje atkaitintą ŽT GaAs sluoksnį. Detektorius – fotolaidi GaBiAs antena.

THz signalo galios ir THz signalo amplitudės priklausomybė nuo kritusios vidutinės lazerinės spinduliuotės galios parodytos 51 pav. Siekiant išvengti THz šaltinio pažeidimo emiteriai buvo maitinami 50 V įtampa. Maža pridėta įtampa lėmė maksimalią THz galią (tik 0,1 μ W).

Iš 51 pav. pateiktų rezultatų matyti, kad emiterius apšviečiant mažos vidutinės galios lazeriniais impulsais iki 30 mW, THz signalo amplitudė didėja tiesiškai, didėjant optinės spinduliuotės galiai. Tai rodo, kad didžiausią įtaką antenos fotosrovei daro elektronų šuoliai iš priemaišinės (defektų) juostos į laidumo juostą, o ne dvifotonė sugertis. Jei vyrautų dvifotonė sugertis gauta priklausomybė turėtų būti kvadratinė.

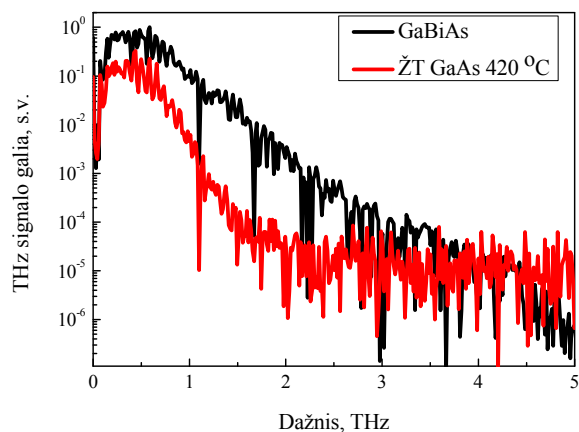
Taip pat iš 51 pav. gautų priklausomybių matome, kad esant didesnėms nei 30 mW vidutinėms optinės spinduliuotės galioms THz signalo amplitudė pradeda sotintis. Ši sotis gali būti nulemta optiškai jonizuotų As_{Ga} gaudyklių



51 pav. THz signalo galios priklausomybė nuo vidutinės optinės spinduliuotės galios naudojant įvairiose temperatūrose atkaitintus ŽT GaAs emiterius. Detektorius buvo „Golay cell“ (a) arba fotolaidi GaBiAs antena (b).

tankio padidėjimu, ko pasekoje sumažėja elektronų pagavimo trukmė.

Šiame darbe ŽT GaAs sluoksnio pagrindu pagamintos antenos buvo testuojamos kaip THz signalų detektoriai. Matavimų rezultatus palyginome su rezultatais gautais naudojant optimaliausią ŽT GaBiAs pagrindu pagamintą THz detektorių (52 pav.).



52 pav. THz signalo generuoto fotolaidžioje antenoje, pagamintoje iš 420 °C atkaitinto ŽT GaAs sluoksnio, Furjė transformacijos spektrai. Matuojant THz signalai buvo registruojami skirtingais detektoriais: antena pagaminta iš GaBiAs sluoksnio (juoda kreivė) ir iš 420 °C temperatūroje atkaitinto ŽT GaAs sluoksnio (raudona kreivė).

Akivaizdu, kad naudojant THz detektorius, pagamintą iš ŽT GaAs sluoksnio, spektras yra du kartus siauresnis, o jautris apie 15 kartų mažesnis nei naudojant GaBiAs detektorius.

4.2.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Nustatyta, kad emituoto THz signalo amplitudė, didinant prie ŽT GaAs emiterio pridėtą kintamą įtampą, didėja tiesiškai. Tai leidžia manyti, kad elektrinis laukas emiterio tarpe yra vienalytis ir todėl galima pasiekti labai dideles emiterio maitinimo įtampas (iki 150 V).

Nustatyta, jog THz signalo amplitudės priklausomybės nuo krintančios lazerio impulsų vidutinės galios ant emiterio yra tiesiškos. Tai rodo, kad didžiausią įtaką antenos fotosrovei daro elektronų šuoliai iš priemaišinės (defektų) juostos į laidumo juostą, o ne dvifotonės sugerties.

Fotolaidūs emiteriai, pagaminti iš ŽT GaAs sluoksnių, generuoja pakankamai stiprią ir plataus spektro (naudingas spektras iki 3 THz) terahercinę spinduliuotę, ir yra tinkami THz–TDS sistemoms, naudojančioms 1 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę.

Išvados

1. Ištyrus iš InAs, InSb, CdHgTe, Ge, GaBiAs, InGaAs, GaAs, HgMnTe, InP, InN kristalų THz emisiją nustatyta, kad geriausias kandidatas paviršiniam emiteriam, aktyvuojamam 1 μm bangos ilgio femtosekundine lazerine spinduliuote, yra p-InAs kristalas.
2. 1 μm bangos ilgio lazerine spinduliuote žadinant įvairiomis kristalografinėmis plokštumomis orientuotus InSb kristalus, aprašant sugeneruotą THz signalą reikia atsižvelgti į abu netiesinius optinius paviršinės THz generacijos mechanizmus: optinį lyginimą (OR) ir elektriniu lauku indukuotą optinį lyginimą (EFIOR).
3. (112) kristalografinės plokštumos InSb kristale sugeneruota maksimali THz signalo amplitudė yra $\sim 1,5$ karto didesnė nei (111) kristalografinė plokštuma orientuoto InSb, todėl galima daryti išvadą, kad žemesnės simetrijos kristalografinės plokštumos InSb kristalas generuoja stipresnį THz impulsą.
4. GaBiAs pagrindu sukurti detektoriai yra pranašesni už iki šiol naudotus ŽT InGaAs ir ŽT GaAs detektorius, aktyvuojamus 1 μm bangos ilgio lazerine spinduliuote, nes jie pasižymi didesniu jautriu THz spinduliuotei bei platesne dažnių juosta. Šias savybes nulemia stipri optinė sugertis, didelis elektronų judris ($\sim 2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) bei trumpa sugeneruotų krūvininkų gyvavimo trukmė ($\sim 1\text{ps}$).
5. Aktyvuojant 1 μm bangos ilgio, 70 fs trukmės lazerine spinduliuote THz emiterį ir detektorių, pagamintą GaBiAs sluoksnio pagrindu, registruojamas sistemos spektro plotis siekia apie 5 THz, o signalas triukšmas santykis yra 60 dB, todėl šie prietaisai puikiai tinka THz–TDS sistemoms, kuriose naudojami šio bangos ilgio lazeriai.
6. Panaudojus GaBiAs emiterius ir detektorius THz–TDS sistemoje optinės spinduliuotės į THz spinduliuotę vertimo koeficientas siekia 5×10^{-4} . Tokie koeficientai būdingi THz–TDS sistemoms, kuriose

pasitelkiami galingi Ti:safyro lazeriai ir didelės apertūros GaAs THz emiteriai.

7. ŽT GaAs THz emiterius žadinant su 1 μm bangos ilgio femtosekundine lazerine spinduliuote, būtina GaAs sluoksnius atkaitinti žemesnėse nei 450 $^{\circ}\text{C}$ temperatūrose. Tokiu atveju emiterių charakteristikas lems optinė sugertis iš pakeistinių arseno defektų (As_{Ga}) lygmenų ir elektronų pagavimas juose.
8. Eksperimentiškai įvertintas pramušimo laukas ŽT GaAs antenose viršijo 150 kV/cm. Toks stiprus pramušimo slenkstis neatkaitintuose ir atkaitintuose 400 $^{\circ}\text{C}$ – 450 $^{\circ}\text{C}$ temperatūrų intervale ŽT GaAs sluoksniuose pasiekiamas dėl tolygesnio elektrinio lauko pasiskirstymo fotolaidžiam tarpe.

Literatūros sąrašas

-
- [1]. B. Ferguson and X. –C. Zhang, „Materials for terahertz science and technology“, *Nature Mater.*, **1**, p. 26-33 (2002).
- [2]. S. Gupta, M. Y. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith and A. R. Calawa, „Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures“, *Appl. Phys. Lett.*, **59**, p. 3276-3278 (1991).
- [3]. C. Jagadish, H. H. Tan, A. Krotkus, S. Marcinkevičius, K. P. Korona and M. Kaminska, „Ultrafast carrier trapping in high energy ion implanted gallium arsenide“, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, p. 2225-2227 (1996).
- [4]. P. Polynkin, A. Polynkin, M. Mansuripur, J. Moloney, N. Peyghambarian, „Single-frequency laser oscillator with watts-level output power at 1.5 μm by use of a twisted-mode technique“, *Opt. Lett.*, **30**, p. 2745-2747 (2005).
- [5]. L. Giniūnas, J. Pocius, R. Danielius, in: *Proceeding of CLEO/Europe-IQEC 2007. European Conference on Laser and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference, Munich, Germany, 17-22 June, 2007*, p.79.
- [6]. C. Baker, I. S. Gregory, W. R. Tribe, I. V. Bradley, M. J. Evans, M. Withers, P. F. Taday, V. P. Wallace, E. H. Linfield, A. G. Davies and M. Missous, „Terahertz pulsed imaging with 1,06 μm laser excitation“, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, p. 4113-4115 (2003).
- [7]. G. Molis, R. Adomavičius, A. Krotkus, K. Bertulis, L. Giniūnas, J. Pocius and R. Danielius, „Terahertz time-domain spectroscopy system based on femtosecond Yb:KGW laser“, *Electronics Letters*, **43**, p. 190-191 (2007).
- [8]. H. –W. Hubers, S. G. Pavlov, H. Richter, A. D. Semenov, L. Mahler, A. Tredicucci, H. E. Beere and D. A. Ritchie, „High-resolution gas phase spectroscopy with a distributed feedback terahertz quantum cascade laser“, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 061115 (2006).

-
- [9]. K. Kawase, Y. Ogawa and Y. Watanabe, „Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints”, *Opt. Express*, **11**, 20, p. 2549-2554 (2003).
- [10]. B. B. Hu and M. C. Nuss, „Imaging with terahertz waves”, *Opt. Lett.* **20**, p. 1716-1718 (1995).
- [11]. J. E. Bjarnason, T. L. J. Chan, A. W. M. Lee, M. A. Celis and E. R. Brown, „Millimeter-wave, terahertz, and mid-infrared transmission through common clothing”, *Appl. Phys. Lett.* **85**, p. 519-521 (2004).
- [12]. Q. Song, Y. Zhao, A. Redo-Sanchez, C. Zhang and X. Liu, „Fast continuous terahertz wave imaging system for security”, *Opt. Communications*, **282**, p. 2019-2022 (2009).
- [13]. J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira and D. Zimdars, „THz imaging and sensing for security applications – explosives, weapons and drugs“, *Semicond. Sci. and Technol.* **20**, p. S266-S280 (2005).
- [14]. F. Huang, B. Schulkin, H. Altan, J. F. Federici, D. Gary, R. Barat, D. Zimdars, M. Chen and D. B. Tanner, „Terahertz study of 1,3,5-trinitro-s-triazine by time-domain and Fourier transform infrared spectroscopy“, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, p. 5535-5537 (2004).
- [15]. T. Ikeda, A. Matsushita, M. Tatsuno, Y. Minami, M. Yamaguchi, K. Yamamoto, M. Tani and M. Hangyo, „Investigation of inflammable liquids by terahertz spectroscopy“, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 034105 (2005).
- [16]. R. Adomavičius, G. Molis, A. Krotkus and V. Sirutkaitis, „Spectral dependencies of terahertz emission from InAs and InSb“, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 261101 (2005).
- [17]. B. N. Flanders, D. C. Arnett and N. F. Scherer, „Optical Pump-Terahertz Probe Spectroscopy Utilizing a Cavity-Dumped Oscillator-Driven Terahertz Spectrometer“, *IEE journal of selected topics in quantum electronics*, **4**, p. 353-359 (1998).

-
- [18]. A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss and W. H. Knox, „Femtosecond high-field transport in compound semiconductors“, *Phys. Rev. B*, **61**, p. 16642-16652 (2000).
- [19]. P. Hoyer, G. Matthaus, U. Blumroder, K. Fuchsel and S. Nolte, „Induced terahertz emission as a probe for semiconductor devices“, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 221112 (2011).
- [20]. A. W. M. Lee, Q. Qin, S. Kumar, B. S. Williams, Q. Hu and J. L. Reno, „Real-time terahertz imaging over a standoff distance (>25 meters)“, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 141125 (2006).
- [21]. R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. Beere, E. H. Linfield, A.G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti and F. Rossi, „Terahertz semiconductor-heterostructure laser“, *Nature*, **417**, p. 156-159 (2002).
- [22]. H. Li, J. C. Cao, Z. Y. Tan and S. L. Feng, „Comparison of resonant-phonon-assisted terahertz quantum-cascade lasers with one-well injector and three-well module“, *J. Appl. Phys.*, **104**, 103101 (2008).
- [23]. A. Benz, M. Brandstetter, C. Deutsch, K. Unterrainer, H. Detz, A. M. Andrews, P. Klang, W. Schrenk and G. Strasser, „Photonic bandstructure engineering of THz quantum-cascade lasers“, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 201103 (2011).
- [24]. M. Graf, G. Scalari, D. Hofstetter, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie and G. Davies, „Terahertz range quantum well infrared photodetector“, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, p. 475-477 (2004).
- [25]. H. C. Liu, R. Dudek, A. Shen, E. Dupont, C. Y. Song, Z. R. Wasilewski and M. Buchanan, „High absorption (>90%) quantum-well infrared photodetectors“, *Appl. Phys. Lett.* **79**, p. 4237-4239 (2001).
- [26]. F. Grillot, N. A. Naderi, J. B. Wright, R. Raghunathan, M. T. Crowley and L. F. Lester, „A dual-mode quantum dot laser operating in the excited state“, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 231110 (2011).
- [27]. D. H. Auston, K. P. Cheung and P. R. Smith, „Picosecond photoconducting Hertzian dipoles“, *Appl. Phys. Lett.*, **45**, p. 284-286 (1984).

-
- [28]. X. -C. Zhang and D. H. Auston, „Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics“, *J. Appl. Phys.*, **71**, p. 326-338 (1992).
- [29]. C. Sabah, M. D. Thomson, F. Meng, S. Tzanova and H. G. Roskos, „Terahertz propagation properties of free-standing woven-steel-mesh metamaterials: Pass-bands and signatures of abnormal group velocities“, *J. Appl. Phys.*, **110**, 064602 (2011).
- [30]. B. B. Hu, X. -C. Zhang, D. H. Auston and P. R. Smith, „Free - space radiation from electro - optic crystals“, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, p. 506-508 (1990).
- [31]. L. Xu, X. -C. Zhang, and D. H. Auston, „Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro - optic materials“, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, p. 1784-1786 (1992).
- [32]. A. Nahata, A. S. Weling and T. F. Heinz, „A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro - optic sampling“, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, p. 2321-2323 (1996).
- [33]. A. Major, V. Barzda, P. A. E. Piunno, S. Musikhin and U. J. Krull, „An extended cavity diode-pumped femtosecond Yb:KGW laser for applications in optical DNA sensor technology based on fluorescence lifetime measurements“, *Opt. Express*, **14**, p. 5285–5294 (2006).
- [34]. H. Liu, J. Nees and G. Mourou, „Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KY(WO₄)₂ laser“, *Opt. Lett.*, **26**, p. 1723–1725 (2001).
- [35]. H. Mocker and R. Collins, „Mode competition and self-locking effects in a q-switched ruby laser“, *Appl. Phys. Lett.*, **7**, p. 270-273 (1965).
- [36]. D. H. Auston, „Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon“, *Appl. Phys. Lett.*, **26**, p. 101-103 (1975).
- [37]. P. R. Smith, D. H. Auston and W. M. Augustyniak, „Measurement of GaAs field - effect transistor electronic impulse response by picosecond optical electronics“, *Appl. Phys. Lett.*, **39**, p. 739-741 (1981).

-
- [38]. R. L. Fork, B. J. Greene and C. V. Shank, „Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking“, *Appl. Phys. Lett.* **38**, p. 671-672 (1981).
- [39]. Ch. Fattinger and D. Grischkowsky, „Terahertz beams“, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, p. 490-492 (1989).
- [40]. 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).
- [41]. 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**, p. 2463-2465 (2004).
- [42]. X. -C. Zhang, B. B. Hu, J. T. Darrow and D. H. Auston, „Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces“, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, p. 1011-1013 (1989).
- [43]. J. Dai, X. Xie and X. -C. Zhang, „Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases“, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 103903 (2006).
- [44]. X. -C. Zhang and D. H. Auston, „Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics“, *J. Appl. Phys.*, **71**, p. 326-338 (1991).
- [45]. C. Weiss, R. Wallenstein, and Beigang, „Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces“, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, p. 4160-4162 (2000).
- [46]. R. McLaughlin, A. Corchia, M. B. Johnston, Q. Chen, C. M. Ciesla and D. D. Arnone, „Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces“, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, p. 2038-2040 (2000).
- [47]. J. N. Heyman, P. Neocleous, D. Hebert, P. A. Crowell, T. Muller and K. Unterrainer, „Terahertz emission from GaAs and InAs in a magnetic field“, *Phys. Rev. B*, **64**, 085202 (2001).

-
- [48]. A. Urbanovič, „*Terahercinių impulsų emisija iš femtosekundinių lazerių sužadintų puslaidininkinių paviršių*“ (Daktaro disertacija, Vilnius, 2008).
- [49]. Y. C. Shen, P. C. Upadhyaya, E. H. Linfield, H. E. Beere and A. G. Davies, „Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature grown GaAs photoconductive emitters“, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, p. 3117-3119 (2003).
- [50]. M. Zalkovskij, C. Z. Bisgaard, A. Novitsky, R. Malureanu, D. Savastru, A. Popescu, P. U. Jepsen and A. V. Lavrinenko, „Ultrabroadband terahertz spectroscopy of chalcogenide glasses“, *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 031901 (2012).
- [51]. F. Jahangiri, M. Hashida, T. Nagashima, S. Tokita, M. Hangyo and S. Sakabe, „Intense terahertz emission from atomic cluster plasma produced by intense femtosecond laser pulses“, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 261503 (2011).
- [52]. M. Tani, K. –S. Lee and X. –C. Zhang, „Detection of terahertz radiation with low-temperature-grown GaAs-based photoconductive antenna using 1,55 μm probe“, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, p.1396-1398 (2000).
- [53]. A. Leitensdorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss and W. H. Knox , „Femtosecond high-field transport in compound semiconductors“ *Phys. Rev. B*, **61**, 16642 (2000).
- [54]. K. J. Siebert, A. Lisauskas, T. Löffler and H. G. Roskos, „Field Screening in Low-Temperature-Grown GaAs Photoconductive Antennas“, *Japanese Journal of Appl. Phys.*, **43**, p, 1038-1043 (2004).
- [55]. L. Duvillaret, F. Garet, J.-F. Roux and J.-L. Coutaz, „Analytical modeling and optimization of terahertz time-domain spectroscopy experiments, using photoswitches as antennas“, *IEEE Journal on selected Topics in Quantum Electronics*, **7**, p. 615-623 (2001).
- [56]. P. Uhd Jepsen, R. H. Jacobsen and S. R. Keiding, „Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas“, *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, p. 2424-2436 (1996).
- [57]. D. Krokul, D. Grischkowsky and M. B. Ketchen, „Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes“, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, p. 1046-1047 (1989).

-
- [58]. F. G. Sun, G. A. Wagoner and X.-C. Zhang, „Measurement of free-space terahertz pulses via long-lifetime photoconductors“, *Appl. Phys. Lett.*, **67**, p. 1656-1658 (1995).
- [59]. S. Kono, M. Tani and K. Sakai, „Ultrabroadband photoconductive detection: Comparison with free-space electro-optic sampling“, *Appl. Phys. Lett.*, **79**, p. 898-900 (2001).
- [60]. S. Kono, M. Tani and K. Sakai, „Coherent detection of mid-infrared radiation up to 60 THz with an LT-GaAs photoconductive antenna“, *IEE Proc.-Optoelectronics*, **149**, p. 105-109 (2002).
- [61]. Ch. Ludwig and J. Kuhl, „Studies of the temporal and spectral shape of terahertz pulses generated from photoconducting switches“, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, p. 1194-1196 (1996).
- [62]. J.-H. Son, T. B. Norris and J. F. Whitaker, „Terahertz electromagnetic pulses as probes for transient velocity overshoot in GaAs and Si“, *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, p. 2519-2527 (1994).
- [63]. A. Reklaitis, A. Krotkus and G. Grigaliūnaitė, „Enhanced drift velocity of photoelectrons in a semiconductor with ultrafast carrier recombination“, *Semicon. Sc. Technol.*, **14**, p. 945-947 (1999).
- [64]. S. Sasa, S. Umino, Y. Ishibashi, T. Maemoto, M. Inoue, K. Takeya and M. Tonouchi, „Intense terahertz radiation from InAs thin films“, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **32**, p. 646-654 (2010).
- [65]. G. Matthaus, T. Schreiber, J. Limpert, S. Nolte, G. Torosyan, R. Beigang, S. Reihemann, G. Notni and A. Tunnermann, „Surface-emitted THz generation using a compact ultrashort pulse fiber amplifier at 1060 nm“, *Opt. Communications*, **261**, p. 114-117 (2006).
- [66]. F. W. Smith, A. R. Calawa, C.- L. Chen, M. J. Manfra and L. J. Mahoney, „New MBE buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFET's“, *IEEE Electron Device Lett.*, **9**, p. 77-80 (1988).
- [67]. F. W. Smith, H. Q. Le, V. Diadiuk, M. A. Hollis, A. R. Calawa, S. Gupta, M. Framkel, D. R. Dykaar, G. A. Mourou and T. Y. Hsiang, „Picosecond

GaAs-based photoconductive optoelectronic detectors“, Appl. Phys. Lett. **54**, p. 890-892 (1989).

[68]. Z. Liliental-Weber, W. Swider, K. M. Yu, J. Kortright, F. M. Smith and A. R. Calawa, „Breakdown of crystallinity in low-temperature-grown GaAs layers“, Appl. Phys. Lett., **58**, p. 2153-2155 (1991).

[69]. D. C. Look, „Molecular beam epitaxial GaAs grown at low temperatures“, Thin Solid Films, **231**, p. 61-73 (1993).

[70]. D. D. Nolte, „Semi-insulating semiconductor heterostructures: Optoelectronic properties and applications“, J. Appl. Phys., **85**, p. 6259-6289 (1999).

[71]. X. Liu, A. Prasad, J. Nishio, E. R. Weber, Z. Liliental-Weber and W. Walikiewicz, „Native point defects in low-temperature-grown GaAs“, Appl. Phys. Lett., **67**, p. 279-281 (1995).

[72]. J. Gebauer, R. Krause-Rehberg, S. Eichler, M. Luysberg, H. Sohn and E. R. Weber, „Ga valancies in low-temperature-grown GaAs identified by slow positrons“, Appl. Phys. Lett., **71**, 638-640 (1997).

[73]. A. C. Warren, J. M. Woodall, J. L. Freeouf, D. Grishkowsky, D. T. McInturff, M. R. Melloch and N. Otsuka, „Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy“, Appl. Phys. Lett., **57**, p. 1331-1333 (1990).

[74]. D. C. Look, D. C. Walters, G. D. Robinson, J. R. Sizelove, M. G. Mier and C. E. Stutz, „Annealing dynamics of molecular-beam epitaxial GaAs grown at 200 °C“, J. Appl. Phys., **74**, p. 306-310 (1993).

[75]. G. C. Valley, T. F. Boggess, J. Dubard and A. L. Smirl, „Picosecond pump - probe technique to measure deep - level, free - carrier, and two photon cross sections in GaAs“, J. Appl. Phys., **66**, p. 2407-2412 (1989).

[76]. M. Suzuki and M. Tonouchi, „Fe-implanted InGaAs photoconductive terahertz detectors triggered by 1,56 μm femtosecond optical pulses“, Appl. Phys. Lett., **86**, 163504 (2005).

-
- [77]. N. Chimot, J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, H. Bernas, K. Blary and J. F. Lampin, „Terahertz radiation from heavy-ion-irradiated $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ photoconductive antenna excited at $1,55 \mu\text{m}$ “, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 193510 (2005).
- [78]. K. G. Wilcox, F. Rutz, R. Wilk, H. D. Foreman, J. S. Roberts, J. Sigmund, H. L. Hartnagel, M. Koch and A. C. Tropper, „Terahertz imaging system based on LT-GaAsSb antenna driven by all-semiconductor femtosecond source“, *Electronics Letters*, **42**, p. 1159-1161 (2006).
- [79]. J. -P. Negel, R. Hegenbarth, A. Steinmann, B. Metzger, F. Hoos and Giessen, „Compact and cost-effective scheme for THz generation via optical rectification in GaP and GaAs using novel fs laser oscillators“, *Appl. Phys. B*, **103**, p. 45-50 (2011).
- [80]. J. I. Pankove, „*Optical Processes in Semiconductors*“ (Dover, New York, 1975).
- [81]. X. -C. Zhang, B. B. Hu, J. T. Darrow and D. H. Auston, „Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces“, *Appl. Phys. Lett.* **56**, p. 1011-1013 (1990).
- [82]. X. -C. Zhang, J. T. Darrow, B. B. Hu, S. H. Xin and D. H. Auston, „Optically induced femtosecond electromagnetic-radiation from semiconductor surfaces“, *Springer Ser. Chem. Phys.*, **53**, 198 (1990).
- [83]. X. -C. Zhang, J. T. Darrow, B. B. Hu, D. H. Auston, M. T. Schmidt, P. Tham and E. S. Yang, „Optically induced electromagnetic radiation from semiconductor surfaces“, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, p. 2228-2230 (1990).
- [84]. R. Kersting, J. N. Heyman, G. Strasser and K. Unterrainer, „Coherent plasmons in n-doped GaAs“, *Phys. Rev. B*, **58**, 4553 (1998).
- [85]. T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos and H. Kurz, „THz electromagnetic emission by coherent infrared-active phonons“, *Phys. Rev. B*, **53**, 4005 (1995).

-
- [86]. A. Urbanovič, A. Krotkus, R. Adomavičius and V. L. Malevich, „Terahertz emission from femtosecond laser excited Ge surfaces due to the electrical field-induced optical rectification“, *Physica B*, **398**, p. 98-101 (2007).
- [87]. A. Krotkus, R. Adomavičius, G. Molis and V. L. Malevich, „Terahertz Emission from InAs Surfaces Excited by Femtosecond Laser Pulses“, *J. Nanoelectron. Optoelectron.*, **2**, 108-114 (2007).
- [88]. 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).
- [89]. M. B. Johnston, D. M. Whitaker, A. Corchia, A. G. Davies and E. H. Linfield, „Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces“, *Phys. Rev. B*, **65**, 165301 (2002).
- [90]. N. Sarakura, H. Ohtake, S. Izumida and Z. Liu, „High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics“, *J. Appl. Phys.*, **84**, p.656-658 (1998).
- [91]. M. Reid and R. Fedosejevs, „Quantitative comparison of terahertz emission from (100) InAs surfaces and a GaAs large-aperture photoconductive switch at high fluences“, *Appl. Opt.*, **44**, p. 149-153 (2005).
- [92]. D. You, P. H. Bucksbaum and D. R. Dykaar, „Generation of high-power sub-single-cycle 500-fs electromagnetic pulses“, *Opt. Lett.*, **18**, p. 290-292 (1993).
- [93]. <http://en.wikipedia.org/wiki/File:PDanim.gif>.
- [94]. W. Monch, „*Semiconductor Surfaces and Interface: Surfaces Sciences*“ (Springer, Berlin, 1993).
- [95]. P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai and X.-C. Zhang, „Study of terahertz radiation from InAs and InSb“, *J. Appl. Phys.*, **91**, p. 5533-5537 (2002).
- [96]. M. Reid and R. Fedosejevs, „Terahertz emission from (100) InAs surfaces at high excitation fluences“, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 011906 (2005).
- [97]. R. W. Boyd, „*Nonlinear Optics*“, 2nd ed. (Academic, San Diego, 2003).

-
- [98]. T. A. Germer, K. W. Kolasinski, J. C. Stephenson and L. J. Richter, „Depletion-electric-field-induced second-harmonic generation near oxidized GaAs(001) surfaces“, *Phys. Rev. B*, **55**, 10694 (1997).
- [99]. S. O. Kasap, „*Optoelectronics and Photonics: principles and practices*“ (Prentice Hall Upper Saddle River, New Jersey, 2001).
- [100]. A. Dargys, J. Kundrotas, „*Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP*“ (Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius, 1994).
- [101]. G. Aleksejenko, „*Puslaidininkinių medžiagų, skirtų ultrasparčiosios optoelektronikos prietaisams, tyrimai*“ (Daktaro disertacija, Vilnius, 2008).
- [102]. A. Krotkus, Z. Dobrovolskis, „*Siauratarpių puslaidininkinių elektrinis laidumas*“ (Mokslas, Vilnius, 1988).
- [103] Н. Н. Берченко, В. Е. Кревс, В. Г. Средин, „*Полупроводниковые твердые растворы и их применение*“ (Воениздат, Москва, 1982).
- [104]. K. Bertulis, A. Krotkus, G. Aleksejenko, V. Pačebutas, R. Adomavičius and G. Molis, „GaBiAs: a material for optoelectronic terahertz devices“, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 201112 (2006).
- [105]. W. Huang, K. Oe, G. Feng, M. Yoshimoto, „Molecular-beam epitaxy and characteristics GaN_yAs_{1-x-y}Bi_x“, *J. Appl. Phys.*, **98**, 053505 (2005).
- [106]. K. Oe and H. Okamoto, „New Semiconductor Alloy GaAs_{1-x}Bi_x Grown by Metal Organic Vapor Phase Epitaxy“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, p. L1283-L1285 (1998).
- [107]. S. Francoeur, M. –J. Seong, A. Mascarenhas, S. Tiwari, M. Adamecyk and T. Tiedje, „Band gap of GaAs_{1-x}Bi_x, 0<x<3,6%“, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, p. 3874-3876 (2003).
- [108]. I. Vurgaftman, J. R. Meyer and L. R. Ram-Mohan, „Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys“, *J. Appl. Phys.*, **89**, p. 5815-5875 (2001).
- [109]. V. L. Malevich, R. Adomavičius and A. Krotkus, „THz emission from semiconductor surfaces“, *C. R. Phys.*, **9**, p. 130-141 (2008).

-
- [110]. X. -C. Zhang, Y. Jin, K. Yang and L. J. Schowalter, „Resonant Nonlinear Susceptibility near the GaAs Band Gap“, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, p. 2303-2306 (1992).
- [111]. A. Urbanowicz, R. Adomavičius, A. Krotkus and V. L. Malecich, „Electron dynamics in Ge crystals studied by terahertz emission from photoexcited surfaces“, *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, p. 1010-1015 (2005).
- [112]. S. C. Howells and L. A. Schlie, „Temperature dependence of terahertz pulses produced by difference - frequency mixing in InSb“, *Appl. Phys. Lett.*, **67**, p. 3688-3690 (1995).
- [113]. V. Pačebutas, K. Bertulis, G. Aleksejenko and A. Krotkus, „Molecular-beam-epitaxy grown GaBiAs for terahertz optoelectronic applications“, *J. Mater. Sci.: Mater. Elektron.*, **20**, p. 363-366 (2009).
- [114]. A. Krotkus, K. Bertulis, M. Kaminska, K. Korona, A. Wolos, J. Siegert, S. Marcinkevičius, J. F. Roux and J. L. Coutaz, „Be-doped low-temperature-grown GaAs material for optoelectronic switches“, *IEE Proceedings Optoelectronics*, **149**(3), p. 111-115 (2002).
- [115]. P. C. M. Planken, C. E. W. M. van Rijmenam and R. N. Schouten, „Opto-electronic pulse THz systems“, *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, p. S121-S127 (2005).
- [116]. A. Mayer and F. Keilmann, „Far-infrared nonlinear optics. I. $\chi(2)$ near ionic resonance“, *Phys. Rev. B*, **33**, p. 6954-6961 (1986).
- [117]. S. U. Dankowski, D. Streb, M. Ruff, P. Kiesel, M. Kneissl, B. Knüpfer, G. H. Döhler, U. D. Keil, C. B. Sørensen and A. K. Verma, „Above band gap absorption spectra of the arsenic antisite defect in low temperature grown GaAs and AlGaAs“, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, p. 37-39 (1996).
- [118]. J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan and D. Westwood, „Transport properties of GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low temperature and the effects of annealing“, *J. Appl. Phys.*, **79**, p. 3622-3629 (1996).

-
- [119]. R. Adomavičius, R. Šustavičiūtė and A. Krotkus, „Picosecond Carrier Dynamics in Narrow-Gap Semiconductors studied by Terahertz Radiation Pulses“, Springer proceedings in physics. ISSN 0930-8989, **119**, p. 41-43 (2008).
- [120]. G. Vincient, D. Bois, A. Chantre, „Photoelectric memory effect in GaAs“, J. Appl. Phys., **53**, p. 3643-3649 (1982).