

FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

PUSLAIDININKIŲ FIZIKOS INSTITUTAS

VILNIAUS UNIVERSITETAS

Gediminas Molis

TERAHERCINIŲ IMPULSŲ, GENERUOJAMŲ SIAURATARPIŲ
PUSLAIDININKIŲ PAVIRŠIUJE, TYRIMAS

Daktaro disertacija

Fiziniai mokslai, fizika (02 P), puslaidininkių fizika (P265)

Vilnius, 2010

Darbas atliktas 2005-2009 m. Puslaidininkių fizikos institute Optoelektronikos laboratorijoje.

Mokslinis vadovas:

Prof. habil. dr. Arūnas Krotkus (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika -02P, puslaidininkių fizika – P265).

Turinys

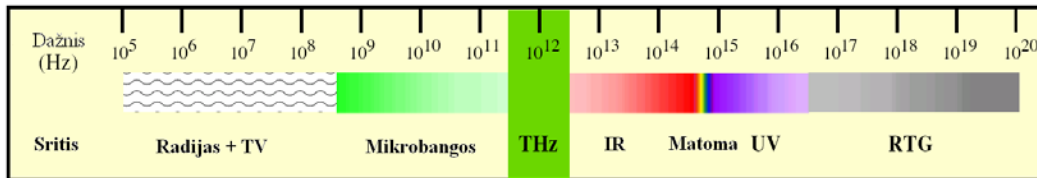
1. Įvadas	5
1.1 Darbo tikslai	7
1.2 Darbo užduotys.....	7
1.3 Darbo naujumas	8
1.4 Ginamieji teiginiai	8
1.5 Aprobacija	9
1.6 Autoriaus įnašas	11
2. Optoelektroninių THz sistemų apžvalga	11
2.1 Medžiagos fotolaidiems impulsiniams THz spinduliuotės emiteriams ir detektoriams	14
2.2 Antenos fotolaidiems emiteriams ir detektoriams.....	20
2.3 Paviršiniai THz spinduliuotės emiteriai	27
2.4 THz spinduliuotės emiterių tobulinimo kryptys	41
2.5 Koherentinis THz spinduliuotės registravimas.....	42
3. Impulsinių THz spinduliuotės sistemų tyrimai	44
3.1 Koherentinio THz spinduliuotės detektavimo optinės schemos	44
3.2 Fotolaidūs emiteriai ir detektoriai – konstrukcija ir gamyba.....	47
3.3 GaBiAs – medžiaga fotolaidiems detektoriams ir emiteriams.....	56
4. THz spinduliuotės emisijos iš puslaidininkių paviršių tyrimas	59
4.1 THz spinduliuotės generavimas iš p ir n tipo InAs paviršių	60
4.2 THz spinduliuotės generavimas iš kitų siauratarpių puslaidininkių paviršių	74
4.3 THz spinduliuotės generavimas žemose temperatūrose	79

5. THz spinduliuotės žadinimo spektrai	83
5.1 THz žadinimo spektroskopija	84
Išvados	93
Literatūros sąrašas	95

1. Įvadas

Per paskutinius trisdešimt metų, ištobulėjus femtosekundiniams lazeriams, atsivėrė plačios galimybės tirti procesus, kurių trukmė yra mažesnė už 1 ps. Naudodami tokius lazerius, 1984 m. Auston ir kt. pirmą kartą užregistravo laisva erdve sklindantį keleto pikosekundžių trukmės impulsą, jo generavimui ir detekcijai panaudoję Herco dipolį, suformuotą ant fotolaidaus puslaidininkio paviršiaus [1].

Vieno periodo subpikosekundinės trukmės elektromagnetinių impulsų Fourier spektras tęsiasi nuo 0 iki kelių ar net kelių dešimčių terahercų (toliau - THz). Tokių impulsų panaudojimas leidžia tirti pereinamuosius procesus su pikosekundine laikine skyra bei naudoti koherentinio detektavimo metodą, kuris ypač aktualus, esant intensyviai foninei juodojo kūno spinduliuotei.



1.1 Paveikslėlis. Elektromagnetinių bangų spektras.

Lyginant su mikrobangų arba optinės srities diapazonų technologijų pasiekimais, THz technologija yra mažai išvystyta. Pastaruoju metu didelės pažangos pasiekta, naudojant optoelektroninius plačiajuostės THz spinduliuotės generavimo ir detektavimo metodus. Greta jau minėtų fotolaidžių prietaisų jos generacijai, ir detekcijai gali būti naudojamas elektrooptinis metodas. Šiais dviem metodais gaunami trumpi, platų spektrą THz srityje turintys impulsai.

Nuostovios, siaurajuostės THz spinduliuotės generavimui dažniausiai naudojami Gunn diodai bei lazeriu kaupinami fotomaišikliai. Gunn diodas tai

puslaidininkinė struktūra, sudaryta iš vieno laidumo tipo medžiagos. Čia nėra pn sandūros. Einant nuo katodo link anodo, skiriasi tik legiravimo laipsnis, kuris yra mažiausias per vidurį. Prie tokio prietaiso prijungus srovės šaltinį generuojama nuostovi, iki kelių šimtų gigahercų dažnio spinduliuotė. Spinduliuotės dažnis generuojamas Gunn diodais paprastai nesiekia 1 THz ir turi siaurą spektrą. Taip pat yra nemažai įvairių lazerių, spinduliuojančių THz dažnio spinduliuotę. Tai optiškai žadinami molekuliniai THz lazeriai, puslaidininkiniai kvantų kaskadų bei laisvųjų elektronų lazeriai. Nuostovios THz spinduliuotės detekcijai paprastai yra naudojami įvairūs bolometrai ir Golay celės. Jeigu spinduliuotė yra pakankamai intensyvi, gali būti naudojami piroelektriniai detektoriai bei Schotky diodai.

Kiekvienas iš aukščiau paminėtų generacijos ir detekcijos metodų turi savo pritaikymą. Tarkim, THz lazeriai ir kiti nuostovios THz spinduliuotės šaltiniai tinkamiausi vaizdų gavimui. THz impulsai, turintys platų spektrą, dažniausiai yra naudojami Fourier spektroskopijoje, t.y. matuojant įvairių medžiagų sugerties ir atspindžio spektrus. Kadangi įvairios organinės medžiagos, tame tarpe ir sprogmenys, vaistai bei psichotropinės medžiagos turi charakteringas spektrines linijas šiame diapazone, dedama daug vilčių į THz sistemas, skirtas pavojingų ar uždraustų medžiagų aptikimui masinėse žmonių susibūrimo vietose [2,3]. Šiuo metu jau yra sukurti ir testuojami oro uostuose įvairūs skeneriai, naudojantys THz diapazono spinduliuotę, uždraustų medžiagų ir daiktų aptikimui. Tarp daugelio kitų taikymų, verta būtų paminėti THz diapazono spinduliuotės galimybes, tiriant senovinius meno kūrinius. Matuojant THz spinduliuotę, atsispindėjusią nuo dažų sluoksnių, esančių po tinku, galima pamatyti senoviniuose pastatuose užtinkuotas freskas [4], apatinius tapybos darbų dažų sluoksnius, bei pradinį paveikslo eskizą pieštą anglimi [5].

THz spinduliuotės generavimas iš puslaidininkių paviršiaus turi didelį potencialą puslaidininkių fizikinėms savybėms tirti. THz spinduliuotė iš

puslaidininkių paviršių gali būti generuojama dėl visos eilės fizikinių mechanizmų: paviršinio lauko ekranavimo [13], foto-Demberio efekto [21,23], optinio lyginimo (OR – optical rectification) [30], elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo (EFIOR – electrical field induced optical rectification) [40], plazminių svyravimų, koherentinių fononų ir plazmonų [27,28,29]. Tiriant THz spinduliuotės generacijos mechanizmus, galima išmatuoti daug svarbių puslaidininkių parametrų, tokių kaip lūžio rodiklis, judris, krūvininkų relaksacijos trukmė [42], aukštesniųjų laidumo slėnių padėtys [41]. Šiame darbe pagrindinis dėmesys ir skiriamas puslaidininkių tyrimams generuojant THz impulsus iš įvairių puslaidininkių paviršių. Tiriama THz spinduliuotės generacijos iš puslaidininkio paviršiaus mechanizmai; spinduliavimo intensyvumo kitimas keičiant žadinimo sąlygas: aplinkos temperatūrą, magnetinį lauką, žadinančio lazerio bangos ilgį ir intensyvumą, bei impulso trukmę.

1.1 Darbo tikslai

- Sukurti ir įsisavinti laikinės THz spektroskopijos sistemą, išsiaiškinti jos optinių ir optoelektroninių komponentų konstravimo ypatumus.
- Ieškant efektyvių impulsinių THz spinduliuotės šaltinių visapusiškai ištirti THz impulsų generavimą įvairių siauratarpių puslaidininkių paviršiuje.

1.2 Darbo užduotys

- Panaudojant Puslaidininkių fizikos institute pagamintus fotolaidžius emiterius ir detektorius iš atskirų optinių elementų surinkti ir išbandyti THz generavimo/detektavimo stendą, pritaikyti jį paviršinių emiterių tyrimams.
- Naudojant aukščiau minėtąjį stendą atlikti paviršinių emiterių tyrimus, keičiant bandinių temperatūrą, palyginti juos tarpusavy. Ištirti iš

bandinio paviršiaus generuojamo signalo priklausomybę nuo bandinio pasukimo kampo aplink normalę (azimutinio kampo) bei priemaišų koncentracijos.

- Ištirti iš įvairių puslaidininkių paviršių generuojamos THz spinduliuotės amplitudės priklausomybę nuo žadinančiosios lazerio spinduliuotės bangos ilgio.

1.3 Darbo naujumas

- Kompleksiškai ištirtas THz impulsų generavimas iš įvairių puslaidininkių paviršių.
- Pirmą kartą THz sužadavimo spektroskopijos metodu tiesiogiai išmatuoti tarpšlėniniai atstumai $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0; 0.2; 0.53; 1$) ir InSb bandiniuose.

1.4 Ginamieji teiginiai

- Žadinant 800 nm bangos ilgio femtosekundiniais impulsais efektyviausiai THz spinduliuotė yra generuojama p-InAs paviršiuje ($p \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$).
- InAs paviršiuje THz spinduliuotė atsiranda dėl to, kad persiskyrus fotosužadintiems elektronams ir skylėms atsiradęs elektrinis laukas indukuoja žadinančiojo optinio impulso lyginimą.
- InSb ir CdHgTe THz impulso generacija yra mažiau efektyvi nei InAs dėl elektronų sklaidos į aukštesnius laidumo juostos slėnius (InSb) ar savųjų krūvininkų iššaukto elektrinio lauko ekranavimo efekto (CdHgTe).
- Paviršiuje generuojamos THz spinduliuotės impulso amplitudė priklauso nuo žadinančiosios spinduliuotės fotonų energijos; turi maksimumą, kurio padėtis leidžia nustatyti energetinį atstumą iki šalutinių laidumo juostos slėnių.

1.5 Aprobacija

Šioje disertacijoje pristatomi darbai buvo publikuoti 15-oje straipsnių recenzuojamuose moksliniuose žurnaluose. Taip pat disertacijoje pateikiami darbai, paties autoriaus buvo pristatyti 4-riose mokslinėse konferencijose.

Publikacijų sąrašas

1. R. Adomavičius, A. Urbanowicz, G. Molis, A. Krotkus, E. Šatkovskis, Terahertz emission from p-InAs due to the instantaneous polarization, *Applied. Physics Letters*, **85**, 2463 (2004).
2. A. Krotkus, R. Adomavičius, G. Molis, and A. Urbanowicz, H. Eusebe, Terahertz radiation from Cd_xHg_{1-x}Te photoexcited by femtosecond laser pulses, *Journal of Applied Physics*, **96**, 4006 (2004).
3. R. Adomavičius, S. Balakauskas, K. Bertulis, A. Gežutis, G. Molis, A. Krotkus, Low-Temperature MBE Grown GaAs for Pulsed THz Radiation Applications, *Acta Physica Polonica A*, **107**, 128 (2005).
4. R. Adomavičius, A. Urbanowicz, G. Molis, A. Krotkus, Terahertz emission from narrow gap semiconductors photoexcited by femtosecond laser pulses, *Acta Physica Polonica A*, **107**, 132 (2005).
5. A. Krotkus, G. Molis, E. Šatkovskis, Terahertz radiation from Cd_xHg_{1-x}Te photoexcited by femtosecond laser pulses, *Journal of Luminescence*, **113**, 301 (2005).
6. R. Adomavičius, A. Urbanowicz, G. Molis, A. Krotkus, Terahertz radiation from narrow-gap semiconductors photoexcited by femtosecond laser pulses, *Microelectronic Engineering*, **81**, 238 (2005).
7. R. Adomavičius, G. Molis, A. Krotkus, Spectral dependencies of terahertz emission from InAs and InSb, *Applied. Physics Letters*, **87**, 1 (2005).
8. K. Bertulis, A. Krotkus, G. Aleksejenko, V. Pačebutas, R. Adomavičius, and G. Molis, GaBiAs: A material for optoelectronic terahertz devices, *Applied. Physics Letters*, **88**, 201112 (2006).
9. 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**, 3 (2007).
10. A. Krotkus, R. Adomavičius, G. Molis and V.L. Malevich, Terahertz Emission from InAs Surfaces Excited by Femtosecond Laser Pulses, *Nanoelectronics and Optoelectronics*, **2**, 108-114, (2007).
 11. R. Adomavičius, A. Krotkus, R. Šustavičiūtė, G. Molis, J. Kois, S. Bereznev, E. Mellikov, P. Gashin, Optoelectronics surface emitters of terahertz radiation from copper chalcogenides, *Electronics Letters*, **43**, 1458-1459, (2007).
 12. A. Geižutis, A. Krotkus, K. Bertulis, G. Molis, R. Adomavičius, A. Urbanowicz, S. Balakauskas, S. Valaika, Terahertz radiation emitters and detectors, *Optical Materials*, **30**, 786–788, (2008).
 13. R. Adomavičius, G. Molis, A. Krotkus, V. Sirutkaitis, Excitation spectra of terahertz emission from semiconductor surfaces, *Optical Materials*, **30**, 783–785, (2008).
 14. G. Molis, R. Adomavičius, A. Krotkus, Temperature-dependent terahertz radiation from the surfaces of narrow-gap semiconductors illuminated by femtosecond laser pulses, *Physica B*, **403**, 3786-3788, (2008).
 15. G. Molis, A. Krotkus, and V. Vaičaitis, „Intervalley separation in the conduction band of InGaAs measured by terahertz excitation spectroscopy“, *Applied Physics Letters*, **94**, 091104 (2009).

Konferencijų pranešimai

1. 39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija 2009. G. Molis, A. Krotkus, V. Vaičaitis, Intervalley separation in the conduction band of InGaAs measured by terahertz excitation spectroscopy.
2. 37-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija 2007. G. Molis, R. Adomavičius, A. Krotkus, K. Bertulis, L. Giniūnas, J. Pocius, R. Danielius, *Terahercų spektroskopinė sistema Yb:KGW lazerio pagrindu*.
3. XXXV International School on the Physics of Semiconducting Compounds, Jaszowiec 2006, G. Molis, R. Adomavičius, A. Krotkus, V. Sirutkaitis, *Terahertz Emission spectroscopy of InAs and InSb*.

4. XXXV International School on the Physics of Semiconducting Compounds, Jaszowiec 2006, G.Molis, G.Aleksejenko, V.Pačebutas, R.Adomavičius, K.Bertulis, A.Krotkus, *Optical and recombination properties of GaBiAs*.

1.6 Autoriaus įnašas

Eksperimentuose naudojamų fotolaidžių detektorių surinkimas ir testavimas, taip pat eksperimentai atlikti tiriant fotolaidžius emiterius ir detektorius buvo atlikti autoriaus. Eksperimentai, kai iš puslaidininkio paviršiaus buvo generuojama THz spinduliuotė buvo atliekami kartu su kitais publikacijų bendraautoriais. Daugeliu atvejų bandinių paruošimas eksperimentams buvo atliekamas autoriaus. Taip pat didelė dalis eksperimentinių duomenų pradinio skaitmeninio apdorojimo, bei paruošimo publikacijoms buvo atlikta autoriaus.

2. Optoelektroninių THz sistemų apžvalga

Pirmoji optoelektroninė sklendė buvo išbandyta apie 1975 m. [7,8]. Ji buvo skirta įjungti ir išjungti elektronines sistemas per keletą pikosekundžių. Pagaminta ji buvo silicio kristalo paviršiuje suformavus metalinius kontaktus. Šios sklendės įjungimui ir išjungimui panaudota lazerio spinduliuotė. Kaip teigiama darbe [8], naudojant šį raktą, buvo galima valdyti įtampas, siekiančias iki 100 V ir pasiekti apie 15 ps perjungimo trukmę. Tobulinant šią sklendę buvo ieškoma medžiagos, turinčios kuo trumpesnę krūvininkų gyvavimo trukmę, taip siekiant kiek įmanoma labiau sutrumpinti reakcijos laiką. Ilgainiui imta eksperimentuoti su siliciu užaugintu ant safyro padėklo SOS (Silicon on Sapphire) ir implantuotu didelės energijos jonais. Toks implantuojant suardytas silicio sluoksnis pasižymėjo itin trumpomis, mažesnėmis už 1 ps, krūvininkų gyvavimo trukmėmis. Kaip jau buvo minėta, 1984 m. Auston ir kt., pasitelkę iš

SOS pagamintas fotolaidžias sklendes, pademonstravo optoelektroninę sistemą generuojančią ir registruojančią pikosekundžių trukmės elektromagnetinius impulsus [1]. Šios sistemos esminė dalis buvo Herco dipolis-antena suformuota ant didelės energijos jonais implantuoto SOS sluoksnio. Elementaraus Herco dipolio $p(t)$ išspinduliuoto elektromagnetinio impulso elektrinės komponentės dydis atstumu r nuo jo gali būti aprašytas formule:

$$E(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 N^2} \left(\frac{p(t)}{r^3} + \frac{N\dot{p}(t)}{cr^2\partial t} + \frac{N^2\partial^2 p(t)}{c^2 r\partial t^2} \right) \sin \Theta \quad (1)$$

Θ čia yra kampas tarp dipolio ašies ir spinduliuotės krypties, ϵ_0 – vakuumo dielektrinė skvarba, N – medžiagos, kurioje yra sukurtas Herco dipolis, lūžio rodiklis [1].

Pirmas narys elektrinio lauko stiprumą aprašančioje formulėje (1) aprašo kvazistacionarų elektrinį lauką, antrasis artimajį, o trečiasis tolimajį laukus. Todėl elektrinį THz spinduliuotės lauką, sklindantį 90 laipsnių kampu nuo Herco dipolio ašies, tolimajame lauke galima užrašyti:

$$E(t) = \frac{\mu_0\partial^2 p(t)}{4\pi r\partial t^2}, \quad \text{arba} \quad E(t) = -\frac{e\mu_0\partial I(t)}{4\pi r\partial t}. \quad (2)$$

Taigi tolimam lauke THz spinduliuotės elektrinis laukas yra proporcingas fotolaidžiu emiteriu pratekančios srovės išvestinei.

THz impulsų generavimo ir detektavimo fotolaidžiomis antenomis sistema buvo patobulinta, panaudojant įvairius optinius elementus THz spinduliuotės išvedimui bei fokusavimui. Norint pagerinti THz spinduliuotės išvedimą iš kristalo 1988 m. buvo pradėti naudoti sferiniai lęšiai pagaminti iš medžiagų turinčių tokį pat ar panašų lūžio rodiklį kaip ir emiterio/detektoriaus padėklas [15], o spinduliuotės nuvedimui iki detektoriaus paraboliniai, fokusuojantys veidrodžiai. Taip patobulinus sistemą buvo galima registruoti THz impulsus keleto metrų atstumu nuo emiterio. Kiti autoriai lygiagrečiai eksperimentavo su GaAs fotolaidžiomis sklendėmis. 1977 m. buvo pagaminta

pikosekundiniais impulsais valdoma fotolaidi GaAs sklendė dirbanti 1GHz dažniu [9]. Siekiant GaAs kristaluose sutrumpinti krūvininkų gyvavimo trukmes, molekulinio pluoštelio epitaksijos būdu šios medžiagos sluoksniai buvo pradėti auginti žemesnėje nei įprasta temperatūroje. 1989 m. buvo pademonstruoti pirmieji optoelektroniniai detektoriai, pagaminti žematemperatūrinio (ŽT) GaAs pagrindu [10]. Šių detektorių atsako trukmė buvo 1,6 ps. To užteko, kad jais jau būtų įmanoma užregistruoti terahercinio dažnio elektromagnetinę spinduliuotę. Vėliau šios sistemos buvo tobulinamos ir 2004 m. buvo pademonstruota THz spinduliuotės generavimo ir registravimo sistema su fotolaidžiomis ŽT GaAs antenomis, kurios spektro plotis siekė net 15 THz [11]. Šiuo metu ŽT GaAs yra dažniausiai naudojama medžiaga fotolaidžių THz antenų gamybai.



2 Paveikslėlis. f ir $f+\omega$ dažnio koherentinės spinduliuotės interferencinis vaizdas, kai $\omega \ll f$

1994 m. pademonstruotas principas, rodantis kaip galima generuoti nuostovią THz dažnio spinduliuotę su dviem netrūkos veikos lazeriais ir fotolaidžia sklende [16]. Šiuo atveju lazerių skleidžiamos spinduliuotės dažnis turi nežymiai skirtis. Sumaišius šių lazerių spinduliuotę gaunami interferenciniai „mušimai“ pavaizduoti 2 pav. pagal dėsnį, aprašomą (3) formule. Jeigu šį dviejų lazerių skleidžiamos spinduliuotės formuojamą pluoštelį nukreipiame į puslaidininkio paviršių, interferencinių mušimų gaubtinės smailių metu puslaidininkyje bus generuojami krūvininkai. Jeigu krūvininkų gyvavimo trukmė puslaidininkyje yra trumpesnė už interferencinių mušimų gaubtinės periodą, tokio puslaidininkio laidumas kis laike

atkartodamas interferencinių mušimų gaubtinės maksimumus. Apšvietus tarpą tarp ant puslaidininkio paviršiaus suformuotų metalinių kontaktų, prie kurių prijungta įtampa, gaunamas nuostovios THz spinduliuotės emiteris. Toks THz spinduliuotės generavimo metodas buvo pavadintas fotomaišymu. Fotomaišiklių generuojamos THz spinduliuotės dažnį galima keisti keičiant skirtumą tarp lazerių skleidžiamos spinduliuotės dažnių.

$$\sin(2\pi f_1 t) + \sin(2\pi f_2 t) = 2 \cos\left(2\pi \frac{f_1 - f_2}{2} t\right) \sin\left(2\pi \frac{f_1 + f_2}{2} t\right) \quad (3)$$

Lygiagrečiai aukščiau paminėtoms sistemoms buvo eksperimentuojama ir su elektrooptinėmis sistemomis. Pirmieji darbai, tiriant THz spinduliuotės generavimą iš puslaidininkio paviršiaus, buvo atliekami būtent su elektrooptinėmis sistemomis. Šiose sistemose impulsų generacijai buvo panaudotas optinio lyginimo efektas netiesiniuose kristaluose, o registravimui elektrooptinis strobavimas [12].

2.1 Medžiagos fotolaidiems impulsiniams THz spinduliuotės emiteriams ir detektoriams

Medžiagos emiterių gamybai pasirinkimą paprastai lemia kaupinimui naudojamo lazerio spinduliuotės bangos ilgis. Kaupinančio lazerio spinduliuotė turi būti kuo efektyviau sugerama fotolaidaus emiterio paviršiniame sluoksnyje. Pavyzdžiui, poroje su Ti:Safyro lazeriu, spinduliuojančiu apie 800 nm bangos ilgio spinduliuotę, geriausiai tinka GaAs. Poroje su $\sim 1 \mu\text{m}$ ir ilgesnio bangos ilgio femtosekundiniais lazeriais yra naudojami GaInAs, GaInSb ar GaBiAs.

2.1.1 Silicis ant safyro padėklo (SOS)

Kaip pagrindas gaminti fotolaidžioms antenoms gali būti naudojamas silicis, užaugintas ant safyro padėklo (SOS) ir apšvitintas (implantuotas) didelės energijos jonais. Kaip jau buvo minėta, pirmą kartą THz spinduliuotė

buvo užregistruota, naudojant būtent šią medžiagą [1]. Safyro (Al_2O_3) kristalai su priemaišomis, lemiančiomis spalvą, randami gamtoje (safyras su chromo priemaiša vadinamas rubinu, o turintis priemaišinės geležies ir titano – mėlynuoju safyru), tačiau elektronikos pramonei reikalingas grynas safyras, be jokių priemaišų. Auginamas jis gali būti labai įvairiais būdais: zoninio lydymo, Čiochralskio, dujinės fazės ir kt. Gryno safyro kristalų, užaugintų pramoniniu būdu, svoris siekia iki 50 kg. Deguonies atomai safyro kristale sudaro erdvinio šešiakampio struktūrą, o aliuminio atomai išsidėstę erdvinio aštuoniakampiu. Safyras pasižymi labai maža parazitine talpa, dėl to padidėja prietaisų, pagamintų naudojant šios medžiagos padėklus sparta, taip pat jis turi didesnę varžą, negu plačiai elektronikos pramonėje paplitęs silicis.

- 1 Lentelė. SOS struktūros krūvininkų gyvavimo trukmės ir judrio priklausomybė nuo implantavimo dozės. Implantuota O^+ jonais 100-200 keV [39].

Implantavimo dozė	gyvavimo trukmė	Judris
$1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	5.5 ps	$383 \text{ cm}^2/\text{V s}$
$1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	1.4 ps	$44 \text{ cm}^2/\text{V s}$
$2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$	0.58 ps	$4.4 \text{ cm}^2/\text{V s}$

Gaminant safyro padėklus, skirtus auginti silicio sluoksnius, safyro kristalas pjaunamas vadinamojoje R-plokštumoje ($10\bar{1}2$). Taip nupjauto safyro kristalo paviršiuje deguonies atomai išsidėsto beveik tuo pačiu periodu kaip ir silicio atomai (100) plokštumoje, o tai leidžia užauginti (100) orientacijos silicio sluoksnį ant safyro padėklo. Pirmą kartą SOS struktūra buvo užauginta apie 1964 m. [36]. Fotosužadintų krūvininkų gyvavimo trukmės tokioje struktūroje yra apie 100 ps [38]. SOS struktūrą apšvitinus jonais (apie 1981 m.) krūvininkų gyvavimo trukmė buvo sutrumpinta iki 8 ps [37], o kiek vėliau (1984 m.) iki 1,6 ps [1]. Panaudojus, šią itin greitai į šviesą reaguojančią medžiagą, 1984 m. pagaminti pirmieji fotolaidūs THz spinduliuotės emiteris ir

detektorius [1]. Kaip matosi iš eksperimentinių duomenų (1 lentelė), trumpinant krūvininkų gyvavimo trukmę, mažėja judris. Kadangi laidumas tiesiogiai proporcingas judriui $\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$, o didesnis laidumas lemia efektyvesnį THz spinduliuotės generavimą, gaminant emiterius, stengiamasi sukurti medžiagą su kuo didesniu judriu, o krūvininkų gyvavimo trukmės siekia kelias ar keliasdešimt ps. Gaminant detektorius labai svarbu pasirinkti optimalų gyvavimo trukmės ir judrio santykį. Nuo šio santykio optimalaus parinkimo priklauso detektoriaus jautris ir registruojamų dažnių juostos plotis.

2.1.2 Žemoje temperatūroje augintas GaAs

Pradžioje ŽT GaAs buvo žinomas kaip perspektyvi didelės varžos medžiaga, tinkama atskirų GaAs integrinių grandynų komponentų elektriniam atskirymui [43]. Vėliau sužinota, kad ši medžiaga turi savybių, reikalingų fotolaidiems THz spinduliuotės emiteriams ir detektoriams gaminti, ir 1989 m. buvo pagaminta THz impulsus generuojanti ir registruojanti sistema naudojant žematemperatūrį GaAs [10]. Auginant GaAs molekulinio pluoštelio epitaksijos (MBE) būdu 580-600°C temperatūroje, gaunama švari medžiaga: seklių donorų ir akceptorų tankis joje yra apie 10^{13} cm^{-3} , o gilių priemaišų tankis – eile mažesnis [44]. Pastebėta, kad žeminant auginimo temperatūrą galima gauti didžiavaržius GaAs sluoksnius (savitoji varža sluoksniuose, augintuose 410°C temperatūroje, gali siekti $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ ir daugiau) [44,45]. Žemoje temperatūroje (200-300°C) auginto GaAs gardelės kokybė beveik atitinka 600°C temperatūroje augintų sluoksnių kokybę, kol neviršijama tam tikro kritinio sluoksnio storio. Viršijus kritinį sluoksnio storį, susidaro vadinamieji „piramidiniai defektai“ [46]. Jei auginsime toliau, ant šių defektų formosis polikristalinis GaAs sluoksnis. Šis kritinis storis priklauso nuo auginimo temperatūros (auginant 200°C temperatūroje, kritinis storis yra 3 μm , o 180°C - 0,3 μm) [46]. Tokį augimą tikriausiai sąlygoja ŽT GaAs ir padėklo gardelės konstantų nesutapimas, kuris siekia 0,1 %, esant 200°C auginimo temperatūrai [44]. Šis nesutapimas atsiranda dėl As atomų pertekliaus. Perteklinis As ŽT

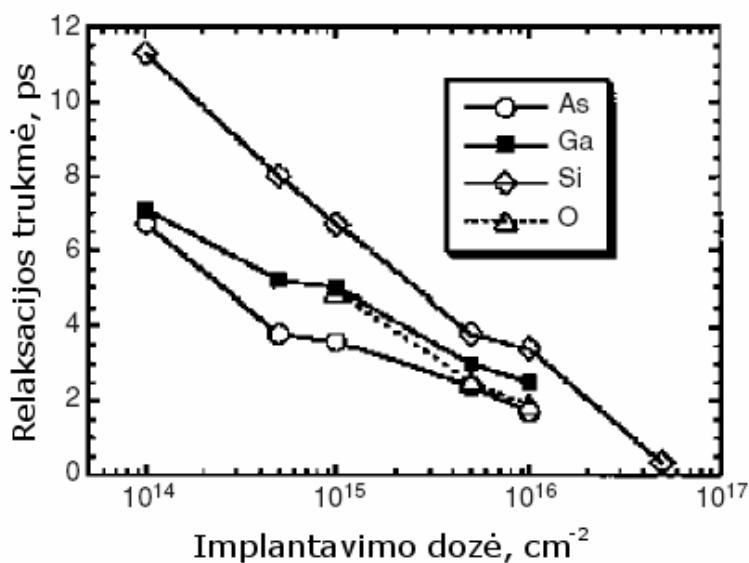
GaAs sluoksnyje randasi taškinių defektų pavidalu. Jis gali būti gardelės mazge vietoj Ga atomo arba tarpmazgiuose [44,47]. Šie defektai tikriausiai ir lemia gardelės konstantos padidėjimą. Dar vienas ŽT GaAs defektų tipas yra Ga vakansijos. Šie aukščiau paminėti defektai sukuria donorinius ir akceptorinius lygmenis, dėl kurių įtakos, manoma, sutrumpėja fotosužadintų krūvininkų gyvavimo trukmė.

Atkaitinant žematemperatūrinį GaAs galima keisti jo savybes. Norint gauti ŽT GaAs sluoksnius tinkamus THz spinduliuotės emiterių ir detektorių gamybai, atkaitinimo temperatūra derinama su auginimo. Parenkant auginimo temperatūrą, reguliuojamas defektų tankis, kuris lemia krūvininkų gyvavimo trukmę. Atkaitinant ŽT GaAs, kristalinės gardelės konstanta mažėja, nes mažėja As defektų tankis, o pertekliniai As atomai susirenka į klasterius [48]. Mažesni As klasteriai būna kubinės struktūros, o didesni (virš 4 nm) – heksagoninės. Klasterių dydis priklauso nuo atkaitinimo temperatūros, didinant temperatūrą, šių darinių diametras didėja. Atkaitinus ŽT GaAs, krūvininkų gyvavimo trukmės pailgėja, tačiau smarkiai padidėja sluoksnio savitoji (tamsinė) varža. Auginant 200-300°C temperatūroje, o atkaitinant 500-600°C galima gauti sluoksnius su trumpomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis ir didele savitąja varža, kurie puikiai tinka THz spinduliuotės detektorių gamybai.

2.1.3 Jonais implantuotas GaAs

Dar vienas, alternatyvus būdas, gauti nestechiometrinių GaAs yra implantavimas didelės energijos As, H, Si, Ga ar O jonais [49,50,51]. Tokio implantuojant suardyto GaAs pagrindiniai privalumai yra, kad perteklinio As ar kitų jonų kiekis gali būti griežtai kontroliuojamas, taip pat galima pasirinktinai implantuoti tik tam tikrą GaAs padėklo sritį (ŽT GaAs atveju tai yra neįmanoma). Eksperimentais nustatyta, kad As jonais implantavus ir 600°C temperatūroje atkaitinus GaAs padėklą susidaro As klasteriai bei padidėja sluoksnio savitoji varža, analogiškai kaip ir ŽT GaAs atveju [52].

Krūvininkų rekombinacinės savybės tokiaime As jonais implantuotame GaAs yra labai panašios į ŽT GaAs savybes. Implantavus 2 MeV energijos As jonais, krūvininkų gyvavimo laikas prieš atkaitinimą buvo 30 fs [53], o atkaitinus 600°C temperatūroje apie 1 ps [52]. Šiek tiek stebina, kad panašūs rezultatai gaunami implantuojant kitais didelės energijos jonais, tokiais kaip Ga, Si, O ir atkaitinus 600°C temperatūroje [55,56]. Visais atvejais buvo gautas krūvininkų gyvavimo trukmės mažėjimas didinant implantavimo dozę (3 paveikslėlis).



3 Paveikslėlis. Elektronų gyvavimo trukmė GaAs esant įvairioms implantavimo dozėms ir naudojant keturias skirtingas medžiagas implantavimui. Implantacijos energija 2 MeV As, Ga ir O jonų atveju, bei 1 MeV Si atveju [57].

Implantuojant GaAs padėklą sunkiais, didelės energijos jonais, dėl Ga ir As atomų masių skirtumo, paviršiuje susidaro As perteklių turintis sluoksnis, o žemiau, daugiau Ga turintis sluoksnis. Dėl šios priežasties bet kokiais sunkiais, didelės energijos jonais implantavus GaAs, paviršiuje susidaro As_{Ga} (arsenas galio vietoje) taškiniai defektai [52], kurie atkaitinant susirenka į As klasterius.

Implantuojant GaAs mažos energijos As jonais gaunami kiek kitokie rezultatai. Jei As jonų energija yra 200 KeV, implantuojamas 100 nm paviršinis sluoksnis. Implantuoto sluoksnio storis gaunamas tos pačios eilės, kaip ir Ti:Safyro lazerio skleidžiamos spinduliuotės sugerties gylis GaAs [54]. Esant mažoms As jonų implantavimo energijoms paviršiuje įmanoma sukurti

perteklinio As koncentracijas iki 10^{21} cm^{-3} . Atkaitinus tokiu būdu implantuotą GaAs, perteklinis As suformuoja klasterius ir gaunami sluoksniai kurių savybės yra labai panašios į ŽT GaAs savybes [54].

2.1.4 Medžiagos didesnio nei 800 nm bangos ilgio lazeriams

ŽT GaAs ir jonais implantuotas GaAs yra labiausiai iširtos ir dažniausiai sutinkamos medžiagos THz spinduliuotės fotolaidiems emiteriams bei detektoriams gaminti. Tačiau GaAs turi pakankamai platą draustinį tarpą ir ši medžiaga nėra tinkama naudoti kartu su telekomunikacijoms naudojamų lazerių (1,3 ir 1,5 μm) spinduliuote. Šie lazeriai yra pakankamai pigūs ir jų gamybos technologijos gerai išvystytos. Medžiagų, turinčių siauresnį draustinių juostų tarpą, tyrimai ir bandymas jas pritaikyti fotolaidiems THz spinduliuotės emiteriams ir detektoriams pastaruoju metu įgauna pagreitį [57].

ŽT InP sluoksniai yra labai laidūs (n-tipo laidumas), nes fosforo jonų esančių indžio vietoje defektų lygmuo patenka į laidumo juostą [66]. Dėl šios priežasties ši medžiaga yra netinkama daugeliui optoelektroninių taikymų. InP implantavimas jonais sukuria seklius donorinius lygmenis ir padidina medžiagos laidumą [67]. Tačiau implantavus InP labai mažu kiekiu P^+ jonų, galima pasiekti sluoksnio varžą iki $10^5 \Omega\text{-cm}$ ir krūvininkų gyvavimo trukmės iki 400 fs [68].

ŽT $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, užaugintas ant InP padėklo, pasižymi pikosekundinėmis krūvininkų gyvavimo trukmėmis dėl perteklinio As, bet taip pat dėl As pertekliaus medžiaga pasidaro laidus (n-tipo) [69]. Atkaitinant šią medžiagą varža nedidėja, tačiau įmanoma sumažinti donorų koncentraciją iki $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, o legiruojant Be sutrumpinti atsako trukmę iki kelių pikosekundžių [70,71]. Tačiau, lyginant su ŽT GaAs, defektų tankis yra mažas ir krūvininkų gyvavimo trukmės, mažesnės už 1 ps, gali būti pasiekiamos tik laidžiuose ŽT InGaAs sluoksniuose, smarkiai legiruotuose Be [72].

InGaAs implantavus Au^+ , krūvininkų gyvavimo trukmės taip pat sutrumpėjo iki pikosekundžių [73], tačiau apie elektrinį gautos medžiagos laidumą duomenų nėra. Ultraspartiems optoelektroniniams prietaisams reikalingos trumpos krūvininkų gyvavimo trukmės ir didelės savitosios varžos buvo pasiektos InGaAs implantuojant Fe^+ jonais [74]. Esant implantavimo dozei $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ir atkaitinus 500° C temperatūroje pasiekta $4 \times 10^5 \Omega$ varža, tuo tarpu krūvininkų gyvavimo trukmė neviršijo 300 fs.

Iš Fe^+ jonais implantuoto InGaAs pagaminus emiterį bei detektorių ir žadinant juos 1560 nm bangos ilgio lazeriu 2005 m. buvo generuojami ir registruojami THz spinduliuotės impulsai [75], tačiau sistemos signalo ir triukšmo santykis siekė vos 100. 2008 m. patobulinus medžiagą, buvo pasiektas spektras iki 4 THz, o signalo ir triukšmo santykis pasiekė 1000 [77].

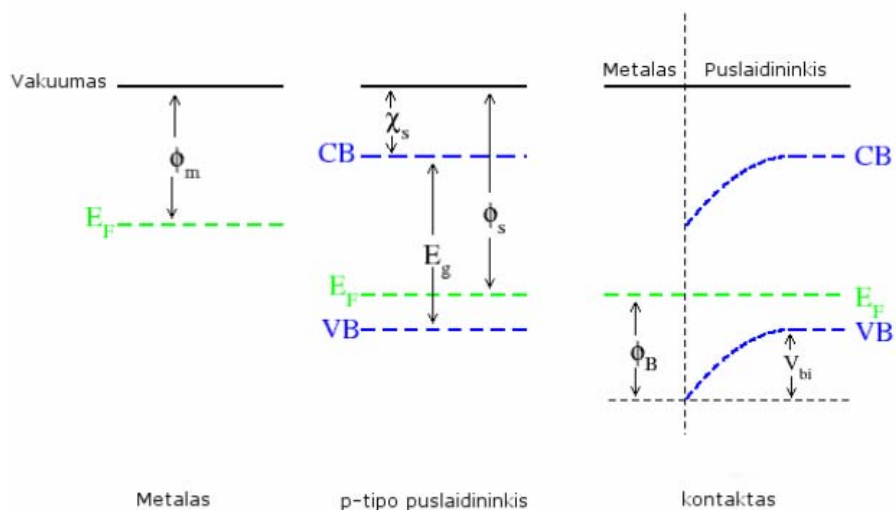
Taip pat buvo pagaminta ir ŽT GaAsSb paremta THz spinduliuotės generavimo-registravimo sistema, tačiau registruojamas dažnis neviršijo 1 THz [76].

2.2 Antenos fotolaidiems emiteriams ir detektoriams

Efektyviam THz spinduliuotės išspinduliavimui į laisvąją erdvę, bei efektyviam jos registravimui yra naudojamos metalinės planarinės antenos forolitografijos būdu suformuotos ant puslaidininkio paviršiaus. Tokioms antenoms gaminti paprastai naudojami įvairūs metalai ar jų lydiniai. Antenų geometrija taip pat yra daug lemiantis parametras, apsprendžiantis spinduliuojamų ir/arba registruojamų dažnių juostą.

2.2.1 Medžiagos kontaktams

Formuojant metalinius kontaktus ant puslaidininkio paviršiaus, labai svarbu, kad susidarytų ominis arba artimas ominiame kontaktas. Kontaktas vadinamas ominių, kai voltamperinės (VA) charakteristikos kreivė yra tiesė simetriška nulinio taško atžvilgiu. Jei VA charakteristika nėra tiesinė, kontaktas susidarantis tarp metalo ir puslaidininkio, vadinamas Schottky kontaktu.



4 Paveikslėlis. Juostų išlinkimas ir potencialio barjero formavimasis metalo ir puslaidininkio riboje.

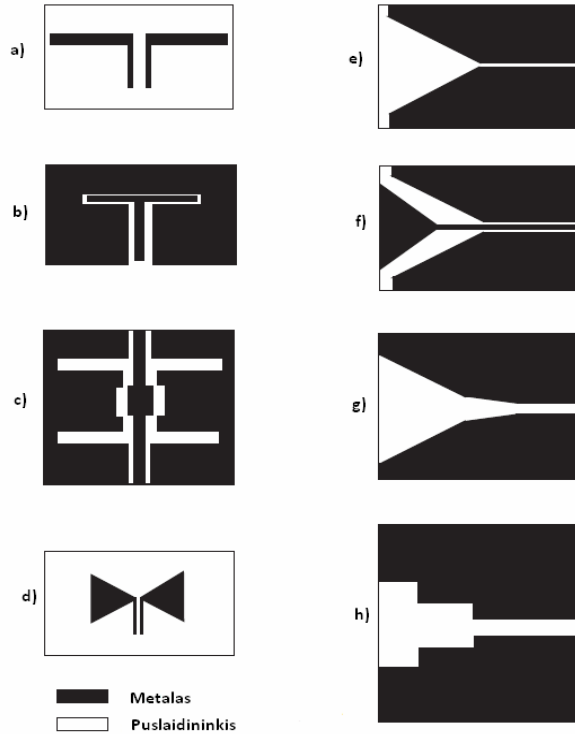
Norint suformuoti ominių kontaktus ant GaAs paviršiaus, paprastai ant paviršiaus užgarinamas metalas, o vėliau atkaitinama. Atkaitinimas sukelia dalies metalo atomų difuziją į puslaidininkį ir sukuria prie jo paviršiaus stipriai legiruotą sluoksnį, kas sumažina Schottky barjero aukštį, bei įtampos kritimą metalo ir GaAs riboje.

Viena labiausiai paplitusių kontakto struktūrų ant GaAs paviršiaus yra Ti/Au metalizacija. Ant GaAs paviršiaus užgarinamas plonas Ti sluoksnis, kuris vėliau padengiamas Au ir atkaitinamas 400-450°C temperatūroje. Ti su Ga bei As atomais gali sudaryti lydinius, ko pasekoje Ti ir GaAs riboje sumažėja juostų išlinkimas ir pagerėja kontakto laidumas [58,59]. Tačiau naudojant Ti/Au metalizaciją, Schottky barjeras išlieka ir gali siekti net iki 0,7V [58]. Norint padaryti gerus ominių kontaktus A_3B_5 puslaidininkių junginiams naudojamas AuGe lydinys [58], o pastaruoju metu ir AuGe/Ni struktūra [60]. AuGe lydinio užnešimas ant GaAs paviršiaus atliekamas $H_2 + N_2$ (10% - 90%) atmosferoje, trumpam įkaitinus padėklą. Manoma, kad Ge atsidūręs Ga vietoje sudaro smarkiai legiruotą n-tipo sluoksnį, kuris pagerina

elektronų tuneliavimą pro ploną potencialinį barjerą puslaidininkio ir kontaktinio lydinio sandūroje [60]. Patobulinus AuGe lydinio užnešimo technologiją, imtas naudoti Ni pasluoksnis tarp GaAs ir AuGe dangos. Plona Ni plėvelė, kaip teigiama [60], pagerina GaAs paviršiaus drėkinimą ir AuGe lydinio sukibimą su paviršiumi. Užnešus AuGe arba AuGe/Ni dangas ir norint gauti ominių kontaktų, gautoji struktūra turi būti atkaitinta apie 1 min. 430-450°C temperatūroje, vakuume aplinkoje [58]. Optimalios atkaitinimo temperatūros ir trukmės pasirinkimas taip pat yra svarbus veiksnys, siekiant gauti ominus kontaktus.

2.2.2 Antenų geometrija

Yra trys veiksniai nuo kurių priklauso THz emiterio į erdvę išspinduliuoto impulso amplitudė ir spektras: (I) lazerio impulso trukmė, (II) puslaidininkio savybės, tokios kaip krūvininkų gyvavimo trukmė ir judris, bei (III) antenos geometrinė konfigūracija. Taigi keičiant antenos geometrinę konfigūraciją - „piešinį“, galima gauti stipresnį spinduliavimą reikiamoje THz dažnių spektro dalyje arba reikiama kryptimi. Įvairios galimos THz antenos konfigūracijos, t.y. Hertzo dipolis, rezonansinis dipolis, dvigubas dipolis, log-periodinė ir kt. antenos yra parodytos 5 pav. Šiuo metu dažniausiai naudojama konfigūracija yra koplanarinė linija. Tai tiesiog dvi metalinės juostelės fotolitografijos būdu suformuotos puslaidininkio paviršiuje. Prie šių juostelių prijungiama įtampa. Apšvietus tarpą tarp šių metalinių kontaktų, puslaidininkyje sugeneruojami krūvininkai, staigiai padidėja puslaidininkio elektrinis laidumas ir ima tekėti greitai kintanti srovė. Ši pradiniu laiko momentu staigiai auganti srovė ir yra elektromagnetinio impulso, kurio dažnis atitinka THz dažnių diapazoną, atsiradimo priežastis. Elektrinis laukas atstumu r nuo emiterio, kaip jau buvo minėta aprašomas (1) formule. Spinduliuojančio dipolio ilgis, kaip teigiama [17], smarkiai įtakoja išspinduliuoto impulso trukmę, kuri tiesiškai priklauso nuo dipolio ilgio.



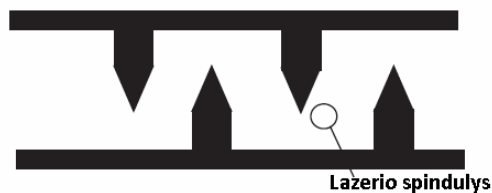
5 Paveikslėlis. Fotolaidžių planarinių THz antenų geometrinės konfigūracijos: a (dipolinė), b (vienguba plyšinė), c (dviguba plyšinė) ir d (drugelio formos) – antenos spinduliuojančios statmenai puslaidininkio paviršiumi, e (Vivaldžio), f (V formos plyšio), g ir h (kūginio plyšio) – lygiagrečiai. Adaptuota [17].

Metalu padengto paviršiaus impedansas aprašomas taip [17]:

$$Z_s = [i\omega\mu_0(1 + i\omega\tau)/\sigma_0]^{1/2} = (1/2)(\mu_0/\tau\sigma_0) + i\omega(\tau\mu_0/\sigma_0) = R_s + iX_s \quad (4)$$

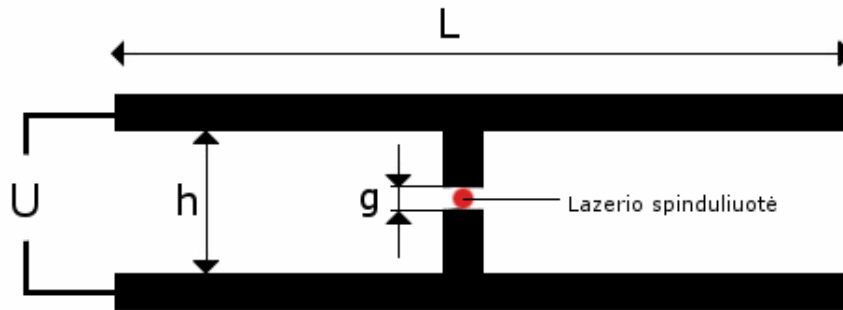
čia σ_0 - dc laidumas, τ - elektronų laisvojo lėkio trukmė metale, ω - dažnis. Mikrobangų diapazone $\omega\tau \ll 1$, tada menamoji paviršinio impedanso dalis tampa nereikšminga ir Z_s išraiška transformuojasi į formulę, aprašančią paviršinį „skin“ efektą. Infraraudojoje (IR) ir tolimojoje infraraudojoje (FIR) srity, priešingai, menamoji dalis negali būti neįskaityta, nes didinant dažnį ji auga tiesiškai, tuo tarpu realioji paviršiaus impedanso dalis R_s lieka nekintanti. R_s skaitine verte neviršija keleto Ω , o X_s kinta tarp 10 ir 60 Ω , esant bangos ilgiams nuo 1 iki 70 μm [17]. Paviršinių impedansą įvertinti labai

sunku, o kai kuriais atvejais ir neįmanoma, o tai reiškia, kad teoriškai sumodeliuoti kaip elgsis planarinė THz spinduliuotės antena yra labai sudėtinga [61]. Jei nagrinėtume paprastos koplanarinės linijos modelį, kuris gali būti taikomas dipoliams arba „drugelio tipo“ antenoms (5 pav. d), paviršinis impedansas lemia sklidimo konstantos sumažėjimą dydžiu $\Delta\beta = (X_s/2)(C/L)^{1/2}$, čia C ir L yra talpa ir induktyvumas vienetiniam ilgiui, atitinkamai. Šis „stabdymas“ kartais gali iškraipyti sklindančios spinduliuotės impulso formą ir sumažinti į laisvą erdvę išspinduliuojamos THz spinduliuotės galią. THz spinduliuotės antenų atveju, ne vien tik metalo pasirinkimas, bet ir struktūros storis lemia išspinduliuojamos intensyvumą [17]. THz ir IR dažniuose padėklo storis dažnai viršija spinduliuojamos bangos ilgį, ko pasekoje viršijus tam tikrą generuojamos THz spinduliuotės virpesių kampą, spinduliuotė tarsi uždaroma puslaidininkio padėkle dėl atsiradusių „padėklo modų“ [17]. Priklausomai nuo padėklo storio tokiu būdu gali būti išspinduliuojama tik 10 % sugeneruotos THz spinduliuotės.



6 Paveikslėlis. Antenos geometrija su aštriomis smailėmis. Adaptuota [17].

Viena iš eksperimentiškai pasiteisinusių THz spinduliuotės antenos geometrijų yra pavaizduota 6 pav. Šios antenos efektyvesnis generavimas paaiškinamas elektrinių laukų sustiprėjimu šalia metalinių elektrodų smailių [62]. Ši antena emitavo 3 μ W vidutinę galią, esant 20 mW lazerio žadinančios spinduliuotės galiai ir 45 μ m dipolio ilgiui, o tai kaip teigia autoriai, yra visa eile daugiau negu buvo gauta kitokių geometrijų fotolaidžiomis antenomis.



7 Paveikslėlis. Koplanarinė-dipolinė antena (CPS).

Koplanarinės geometrijos dipolinė antena (coplanar-stripline CPS) 7 pav. taip pat spinduliuoja pakankamai dideles THz spinduliuotės galias ir gali išspinduliuoti iki 40 THz dažnių juostos plotį. Pikinė šios antenos išspinduliuojamo elektrinio lauko amplitudė aprašoma:

$$E_{THz}^{pikinė} = e\mu\tau_{int}[(1-R)/hf](P_{in}/g)(V_b/g) \quad (5)$$

μ čia yra krūvininkų judris, hf – kaupinančio lazerio fotono energija, R – atspindžio koeficientas, τ_{int} - periodas tarp lazerio impulsų, P_{in} – vidutinė lazerio galia, g – dipolio ilgis. Pikinė galia $E_{THz}^{pikinė}$ viršijus tam tikrą ribinę žadinančiosios spinduliuotės galią išsotina. Sotinimąsi lemia keletas veiksnių. Didinant žadinimo intensyvumą, mažėja puslaidininkio varža, kol tarpelio tarp kontaktų varžos vertė pasidaro palyginama su visos antenos bangine varža. Kontūru tekanti srovė išsotina, o tai lemia išspinduliuojamos THz spinduliuotės galios išsotinimą. Taip pat sotis gali atsirasti jei išspinduliuoto THz impulso elektrinio lauko kryptis yra priešinga prie emiterio kontaktų pridėtam elektriniam laukui. Dar viena sotinimosi priežastis yra prie kontaktų pridėto lauko ekranavimas fotosužadintais krūvininkais.

2.2.3 Didelės apertūros emiteriai

Didelės galios THz dažnio impulsai gali būti generuojami naudojant didelės apertūros fotolaidžias antenas. Didelės apertūros emiteriuose tarpas tarp elektrodų paprastai būna milimetrų eilės, o tai yra keletą kartų daugiau negu generuojamos spinduliuotės centrinis dažnis. Toks didelis tarpas tarp elektrodų leidžia sumažinti optinio žadinimo intensyvumą į ploto vienetą. Taip pat tai leidžia prie kontaktų prijungti daug didesnes įtampas, ko pasekoje galima tikėtis didesnės galios THz spinduliuotės impulsų. Apšvietus tokią anteną itin trumpu impulsu, kurio kvanto energija viršija puslaidininkio draustinių juostų tarpą, sugeneruojami krūvininkai, kurie yra greitunami elektriniame lauke, prijungus prie kontaktų įtampą. Tai sukelia greitai kintančią srovę dėl ko ir išspinduliuojamas THz dažnio impulsas. Tačiau esant didelėms žadinimo energijoms THz spinduliuotės generavimas išsotina, dėl krūvio ekranavimo efekto. Optiškai sugeneruoti elektronai ir skylės juda skirtingomis kryptimis, sukurdami tūrinius darinius, turinčius teigiamą ir neigiamą krūvius, o tai savo ruožtu sukuria elektrinį lauką, priešingą laukui susidariusiam prijungus įtampą prie emiterio kontaktų. Esant pakankamai dideliame foto-sužadintų krūvininkų tankiui prie puslaidininkio prijungtas elektrinis laukas gali būti pilnai ekranuotas [63].

Jeigu elektrinį ir magnetinį laukus puslaidininkio tūryje pažymėsime $E_{r,1}(t)$ ir $H_{r,1}(t)$ atitinkamai, o elektrinį ir magnetinį laukus netoli puslaidininkio paviršiaus (artimajam lauke) pažymėsime $E_{r,2}(t)$ ir $H_{r,2}(t)$, kraštinės sąlygos atrodo taip[17]:

$$E_{r,1}(t) = E_{r,2}(t) = E_r(t), \quad (7a)$$

$$H_{r,2}(t) - H_{r,1}(t) = J_s(t). \quad (7b)$$

Tuo tarpu išspinduliuotas elektrinis laukas bus užrašomas:

$$E_r(t) = Z_0 J_s(t) / (1 + \varepsilon^{1/2}). \quad (8)$$

Laisvos erdvės impedansas šiuo atveju yra $Z_0 = 377 \Omega$. Esant dideliems žadinimo intensyvumams spinduliuojama srovė įsisotina ir turime tokią THz spinduliuotės tolimajame lauke išraišką [17]:

$$E_r^{THz} = A[dJ_s(t)/dt]/(4\pi\epsilon_0 c^2 r). \quad (9)$$

Taigi matome, kad artimas laukas yra proporcingas paviršinei srovei, o tolimas laukas - srovės išvestinei. Vadinasi sotinimosi efektas yra artimo lauko reiškiny.

Naudojant didelės apertūros emiterius eksperimentiškai buvo gauti didelės galios THz dažnio impulsai. Prie InP (111) padėklo pridėjus 8 kV/cm įtampą (tarpas tarp kontaktų 5 mm), tolimajame lauke buvo užregistruotas 0,9 kV/cm elektrinis laukas. THz impulso trukmė buvo 1,3 ps. GaAs (111) atveju buvo užregistruotas 1 kV/cm elektrinis laukas, o impulso trukmė siekė 1,8 ps. Abiem atvejais optinio žadinimo intensyvumas buvo 1 mJ/cm² [65].

2.3 Paviršiniai THz spinduliuotės emiteriai

Paviršinė THz spinduliuotės emisija gaunama žadinant įvairių puslaidininkių paviršius femtosekundinio lazerio impulsais. Šis reiškiny aiškinamas paviršinio lauko, esančio puslaidininkių paviršiuje, ekranavimu, foto-Demberio efektu, optinio lyginimo ir elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo efektais bei plazminiais svyravimais.

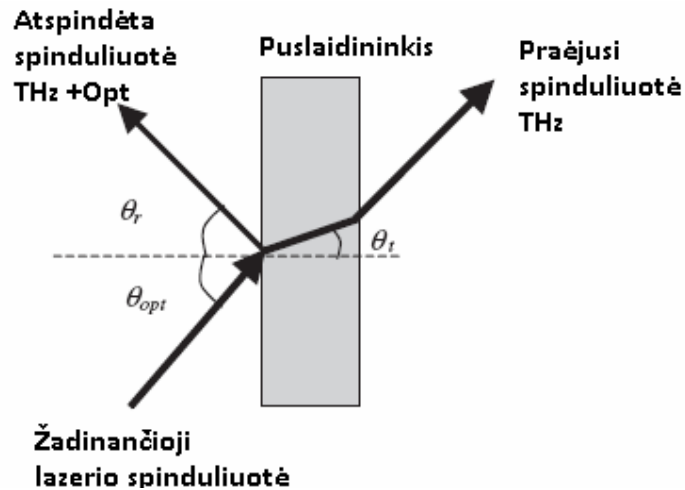
2.3.1 Fotosrovė paviršiniame lauke

Pirmasis THz spinduliuotės generavimo paaiškinimas, apšvietus femtosekundžių trukmės impulsais puslaidininkio paviršių, buvo tai, kad šviesos kvantų sužadintieji krūvininkai ekranuoja paviršinį lauką puslaidininkio paviršiuje, tokiu būdu sukuriama laikina, kintanti srovė, dėl ko ir išspinduliuojamas vieno svyravimo periodo THz dažnio impulsas [13]. Išspinduliuotas THz impulsas aprašomas [17]:

$$E_{THz}(t) = Z_s J_s(t) \sin \vartheta_r / (\cos \vartheta_r + n \cos \vartheta_t) =$$

$$= eZ_s [\sin \vartheta_r / (\cos \vartheta_r + n_s \cos \vartheta_t)] \int_0^\infty n(x,t) v(E_b(x,t)) dx \quad (10)$$

Z_s čia yra puslaidininkio impedansas, n_s - lūžio rodiklis, $n(x,t)$ fotosužadintų krūvininkų tankis, E_b - paviršinis elektrinis laukas, $v(E_b(x,t))$ - dreifinis greitis, kampai ϑ_r ir ϑ_t parodyti 8 pav.



8 Paveikslėlis. THz impulsų generavimas iš puslaidininkio paviršiaus.

Remiantis šiuo aiškinimu, padaryta išvada, kad generuojamos THz spinduliuotės intensyvumas turi priklausyti nuo puslaidininkio legiravimo laipsnio, nes legiravimas įtakoja paviršinio lauko stiprumą. Taigi buvo atlikti THz spinduliuotės intensyvumo priklausomybės nuo legiravimo laipsnio matavimai (3 lentelė). Atrasta, kad intensyviausiai THz spinduliuotę generuoja n-GaAs bandiniai su elektronų koncentracija $3.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

3 Lentelė. Sugeneruoto THz elektrinio lauko amplitudės priklausomybė nuo legiravimo n ir p-tipo GaAs bandiniuose [14].

Pusiau izoliuojantis GaAs	$n=3.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$p=6.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$n=6.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$n=2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$p=1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
+1.7	+2.02	-0.47	+0.25	+0.18	-0.08

2.3.2 Foto-Demberio efektas

Tiriant THz spinduliuotės generacijos mechanizmus, pradžioje, kaip jau minėta, populiariausias aiškinimas buvo, kad ši spinduliuotė yra generuojama dėl srovės efektų: paviršinio lauko ekranavimo [13] ir foto-Demberio efekto [21]. Spinduliuojantis dipolis sukuriama, sužadintiems krūvininkams persiskyrus paviršiniame elektriniame lauke. Taip pat dėl skirtingo fotosužadintų skylių ir elektronų judrio, elektronai juda greičiau į puslaidininkio tūrį, o priešinga kryptimi judėjimas ribojamas paviršiaus, tokiu būdu gaunamas krūvininkų perskyrimas. Pastarasis efektas vadinamas foto-Demberio efektu [21]. Statinė foto-Demberio įtampa aprašoma kaip [23]:

$$V_D = \frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \left(1 + \frac{(b+1)\Delta n}{n_0 b + p_0} \right) \quad (11)$$

$b = \mu_e / \mu_p$, n_0, p_0 - pradinis skylių ir elektronų skaičius, T - krūvininkų temperatūra.

Pasak tyrėjų, srovės efektų dominavimą patvirtino ir eksperimentai su magnetiniu lauku. Pridėjus 1,7 T magnetinį lauką 45 laipsnių kampų į bandinio paviršius, THz spinduliuotės generacijos efektyvumą pavyko padidinti apie 100 kartų InAs atveju ir apie 10 kartų GaAs atveju [20]. Nors kitų autorių vertinimu generacijos efektyvumo padidėjimas buvo pervertintas [25], tačiau šie eksperimentai lyg ir patvirtino teoriją, kad magnetinis laukas pasuka spinduliuojantį dipolį ir dėl pasikeitusios spinduliavimo krypties, pagerinamas THz spinduliuotės išėjimas per puslaidininkio paviršius į laisvą erdvę.

2002 m. Gu ir kt. [23] pastebėjo, kad žadinant 800 nm lazerio spinduliuote, InSb generuoja silpniau už InAs, nors InSb pasižymi didesniu elektronų judriu (76000, kai tuo tarpu InAs 30000 cm²/V/s [23]), bei siauresniu draustinės energijos tarpu (InAs – 0,36 eV, InSb – 0,1 eV), o tai reiškia, kad sužadintų krūvininkų perteklinė energija InSb taip pat yra didesnė. Kadangi, autorių teigimu [17], dėl foto-Demberio efekto generuojamos THz

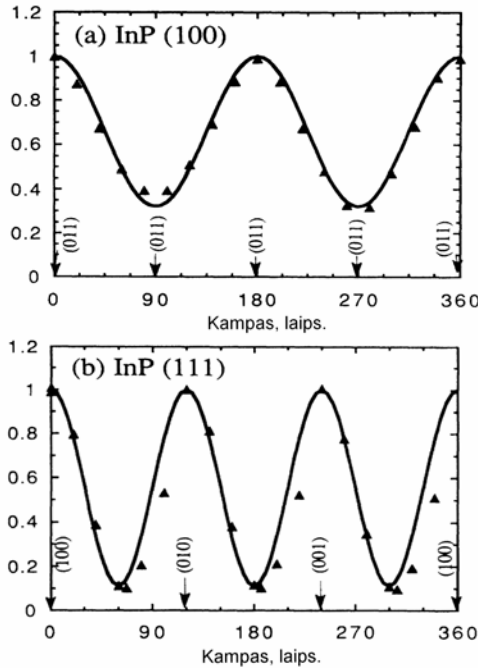
spinduliuotės galia yra tiesiogiai proporcinga elektronų judriui ir perteklinei energijai, THz spinduliuotės generacija InSb turėtų būti didesnė negu InAs. Tačiau yra atvirkščiai. Tokį teorijos ir eksperimento nesutapimą autoriai paaiškino foto-sužadintų elektronų sklaidymu į aukštesnius slėnius (L ir X), kuriuose judris yra ženkliai mažesnis negu Γ slėnyje. Peršasi išvada, kad kiekvienas puslaidininkis, priklausomai nuo draustinio energijos juostos tarpo ir aukštesniųjų laidumo slėnių padėties, turi turėti THz spinduliuotės generacijos efektyvumo maksimumą. Šis maksimumas turėtų būti stebimas, kai žadinančiosios lazerio spinduliuotės kvanto energija atitinka didžiausią įmanomą perteklinę energiją, suteikiamą foto-sužadintajam elektronui iki prasideda sklaida į aukštesnius slėnius. Prasidėjus sklaidai į aukštesnius slėnius, generacijos efektyvumas turėtų sumažėti, dėl staigiai sumažėjusio foto-sužadintų elektronų judrio. Taigi, generuojant THz impulsus iš puslaidininkio paviršiaus perderinamu femtosekundiniu lazeriu, atsiveria puikios galimybės tiesiogiai išmatuoti įvairių puslaidininkių tarpslėninius atstumus.

2.3.3 Optinis lyginimas

THz spinduliuotės generavimas dėl optinio lyginimo efekto yra antros eilės netiesinis efektas. THz spinduliuotė gali būti generuojama sufokusavus matomą arba infraraudonąją femtosekundžių trukmės impulsinio lazerio spinduliuotę į bet kokią netiesinėmis savybėmis pasižyminčią medžiagą: dielektrinį kristalą, puslaidininkį ar organinę medžiagą. Trumpi lazerio impulsai turi labai platų spektrą (daug skirtingų dažnių komponentų), taigi optinis lyginimas yra visų įmanomų skirtuminių dažnių generavimas, kokie tik gali susidaryti trumpo lazerio impulso spektre [86].

Pirmi optinio lyginimo eksperimentai buvo atlikti 1971 m. Yango ir kitų su LiNbO_3 netiesiniu kristalu [80]. Vėliau kitos mokslinės grupės eksperimentavo su LiTaO_3 [81], GaAs [82], GaSe [83]. O 1992 m. buvo atrasta, kad InP kristale yra stipri generuojamos THz spinduliuotės amplitudės

priklausomybė nuo bandinio pasukimo kampo aplink normalę [22]. Priklausomai nuo bandinio kristalografinės plokštumos (100) ar (111), ši priklausomybė buvo $\cos 2\theta$ ir $\cos 3\theta$ (9 pav.). Tokių priklausomybių egzistavimas buvo paaiškintas optinio lyginimo efektu [30].



9 Paveikslėlis. InP generuojamos THz spinduliuotės priklausomybė nuo pasukimo, aplink normalę, kampo. Adaptuota [22].

THz spinduliuotė, generuojama dėl optinio lyginimo efekto, artimajame lauke yra tiesiogiai proporcinga antros eilės netiesinei poliarizacijai, kuri gali būti užrašyta tokiomis formulėmis [23]:

$$P(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P^{(2)}(\Omega) e^{-i\Omega t} d\Omega, \quad (13)$$

$$P_i^{(2)}(\Omega) = \sum_{j,k} \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)}(\Omega = \omega_1 - \omega_2) \int_{-\infty}^{+\infty} E_j(\omega_1 = \Omega + \omega_2) E_k(\omega_2) d\omega_2 \quad (14)$$

Čia $\chi_{ijk}^{(2)}$ yra antros eilės netiesinio jautrio tenzorius skirtuminiam dažniui $\Omega = \omega_1 - \omega_2$, $E_j(\omega_1)E_k(\omega_2)$ yra kaupinančio lazerio spinduliuotės amplitudės spektrinė komponentė $\omega_1(\omega_2)$ kristalografine kryptimi $j(k)$.

Tolimajame lauke užregistruota THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudė E_{THz}^{reg} yra proporcinga netiesinės poliarizacijos antros išvestinės projekcijai į registruojamos poliarizacijos kryptį registravimo taške, kurią pažymėsime e . Visa tai galima užrašyti taip:

$$E_{THz}^{reg}(t) = e \cdot E_{THz} \propto e \cdot \frac{\partial^2 P(t)}{\partial t^2}. \quad (15)$$

Spektrinė amplitudė $E_{THz}^{reg}(\Omega)$, esant dažniui Ω užrašoma:

$$E_{THz}^{reg}(\Omega) \propto \Omega^2 e \cdot P(\Omega). \quad (16)$$

Kaip jau minėta anksčiau THz spinduliuotės generacija dėl optinio lyginimo efekto stipriai priklauso nuo kristalo orientacijos kristalografinių ašių atžvilgiu. Jeigu normalę į puslaidininkio paviršių pažymėsime X -ašimi o atspindžio plokštumą XY , tada dėl optinio lyginimo efekto atsiradusią netiesinę poliarizaciją (111) ir (100) plokštumoms atitinkamai galima užrašyti taip [23]:

$$P = \begin{pmatrix} P_x(\Omega) \\ P_y(\Omega) \\ P_z(\Omega) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 s_{14} \langle E^2(\Omega) \rangle \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{3}} \cos^2 \phi + \frac{2}{\sqrt{6}} \sin^2 \phi \\ \frac{2}{\sqrt{6}} \cos^2 \phi \cos 3\theta - \frac{2}{\sqrt{6}} \cos \phi \sin \phi \\ \frac{2}{\sqrt{6}} \cos^2 \phi \sin 3\theta \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$P = \begin{pmatrix} P_x(\Omega) \\ P_y(\Omega) \\ P_z(\Omega) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 d_{14} \langle E^2(\Omega) \rangle \begin{pmatrix} \cos^2 \phi \sin 2\theta \\ \sin 2\phi \sin 2\theta \\ \sin 2\phi \cos 2\theta \end{pmatrix} \quad (18)$$

$$\langle E^2(\Omega) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega_1 = \Omega + \omega_2) E(\omega_2) d\omega_2 = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega_1 = \Omega - \omega_2) E^*(\omega_2) d\omega_2 \quad (19)$$

Čia ϕ yra kampas tarp normalės ir žadinančiosios lazerio spinduliuotės lūžusio spindulio puslaidininkio paviršiaus ir oro riboje, θ - azimutinis kampas aplink normalę. $E(\omega_i)$ - žadinančiojo lazerio spinduliuotės amplitudės komponentė,

atitinkanti ω_i dažnį, o $d_{14} = \chi_{14}^{(2)}/2$ - netiesinio jautrio koeficientas skirtingiems dažniams Ω , $\langle E(\Omega) \rangle - E(\omega)$ autokoreliacijos funkcija.

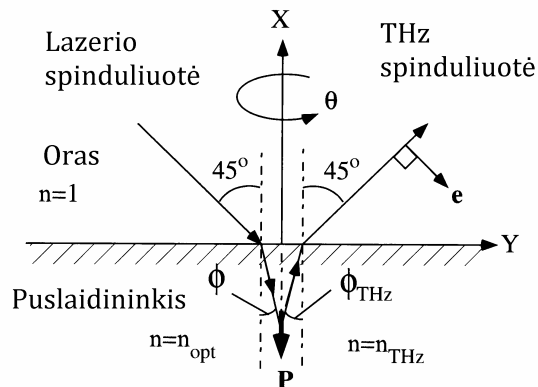
Pasinaudojus (15) lygtimi ir atsižvelgiant į spindulio lūžimą oro ir puslaidininkio paviršiaus riboje, dėl optinio lyginimo efekto susidariusią p-polarizacijos THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudę, registruojamą atsispindėjusio optinio spindulio kryptimi, aprašo tokia išraiška:

$$E_{THz}^{reg} \propto eP = (-\sin\phi_{THz}, \cos\phi_{THz}, 0)(P_x, P_y, P_z)^T = -P_x \sin\phi_{THz} + P_y \cos\phi_{THz} \quad (20)$$

Čia ϕ_{THz} yra THz spinduliuotės lūžimo kampas puslaidininkio viduje (10 pav.). Lūžimo kampai optinei ir THz spinduliuotėms nustatomi pagal Snell'io dėsnį:

$$\sin 45^\circ = n_{opt} \sin \phi = n_{THz} \sin \phi_{THz} \quad (21)$$

Čia n_{opt} ir n_{THz} yra lūžio rodikliai optinei žadinančiojo lazerio ir THz spinduliuotei atitinkamai. Jei naudojama 800 nm žadinančioji lazerio spinduliuotė, ir generuojama iš puslaidininkių InAs, InSb ir InP paviršiaus, kampas ϕ yra 10.9° , 9.0° ir 11.8° atitinkamai. THz spinduliuotei kampas ϕ_{THz} aukščiau paminėtiems puslaidininkiams bus 10.9° , 21.5° ir 11.9° [86].



10 Paveikslėlis. THz spinduliuotės generavimas dėl optinio lyginimo efekto iš puslaidininkio paviršiaus. Adaptuota [86].

Panaudojus aukščiau paminėtas lūžimo kampų vertes, THz spinduliuotės, generuojamos dėl optinio lyginimo efekto, amplitudės

priklausomybė nuo pasukimo aplink azimutinę ašį kampo gali būti užrašyta taip:

$$E_{THz}^{reg} \propto 1.093d_{14}(\cos 3\theta - 0.103) \quad (111)\text{-InAs}, \quad (22a)$$

$$E_{THz}^{reg} \propto 0.1823d_{14} \sin 2\theta \quad (100)\text{-InAs}, \quad (22b)$$

$$E_{THz}^{reg} \propto -0.069d_{14} \sin 2\theta \quad (100)\text{-InSb}, \quad (22c)$$

$$E_{THz}^{reg} \propto 0.199d_{14} \sin 2\theta \quad (100)\text{-InP}. \quad (22d)$$

Taigi THz spinduliuotės dalis, atsirandanti dėl netiesinių optinių efektų (111) plokštuma orientuotuose kristaluose, yra proporcinga $\cos 3\theta$ priklausomybei nuo pasukimo kampo aplink normalę ir $\sin 2\theta$ išpjautiems (100) plokštuma.

Reikia pastebėti, kad (100) orientacijos cinko-blizgučio struktūros (zinblende) kristaluose, THz spinduliuotės generacija dėl netiesinių optinių efektų bei nedidelė priklausomybė nuo pasukimo kampo aplink normalę, atsiranda, dėl žadinančiosios lazerio spinduliuotės kritimo kampo, kuris paprastai yra 45° . Žadinant 0° kampu (100) plokštuma išpjautus cinko-blizgučio struktūros kristalus, generuojamos THz spinduliuotės amplitudė nepriklauso nuo pasukimo kampo [86]. O (111) kristalografine plokštuma išpjautuose cinko-blizgučio struktūros kristaluose priklausomybė nuo pasukimo kampo aplink normalę yra ženkli ir neišnyksta žadinant 0° laipsnių kampu.

Norint tirti vien tik srovės efektus puslaidininkiuose kurie THz spinduliuotę generuoja ir dėl optinio lyginimo efekto, bandinys turėtų būti tinkamai orientuotas. (100) plokštuma išpjautiems bandiniams netiesinių optinių efektų įtaka panaikinama pasirinkus 0° arba 90° azimutinį kampą, o pavyzdžiui (111) orientacijos InAs reikėtų orientuoti 28° azimutiniu kampu [86].

2.3.4 Elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas

Necentrosimetriniuose puslaidininkiuose, tokiuose kaip GaAs ar InAs netiesinė optinė poliarizacija, atsakinga už optinio lyginimo efektą, susideda iš

dviejų komponentių: nuosavos ir elektriniu lauku indukuotos [85]. Užrašoma kaip:

$$P_i = \chi_{ijk}(0; \omega, -\omega) E_j E_k^* + \chi_{ijkl}(0; \omega, -\omega, 0) E_j E_k^* F_l, \quad (23)$$

čia χ_{ijk} ir χ_{ijkl} yra antros ir trečios eilės netiesiniai jautriai, ω ir E – optinio lauko dažnis ir amplitudė. Aukščiau pateiktoje formulėje, trečiosios eilės narys, į kurį įeina paviršinis laukas F , ir aprašo elektriniu lauku indukuotą optinį lyginimą (electric-field-induced optical rectification EFIOR).

Dėl netiesinių optinių efektų generuojamos THz spinduliuotės skiriamasis bruožas yra generacijos efektyvumo priklausomybė nuo žadinančiosios spinduliuotės elektrinio lauko krypties kristalografinių ašių atžvilgiu. Pastebėta, kad optinis lyginimas ir EFIOR efektai gali būti atskirti vienas nuo kito dėl jų skirtingų priklausomybių nuo azimutinio kampo; pavyzdžiui cinko-blizgučio tipo kristalinės struktūros puslaidininkiuose, nupjovus kristalą pagal (001) plokštumą ir žadinant šią plokštumą optine spinduliuote, THz signalo EFIOR komponentė nepriklauso nuo pasukimo aplink azimutinį kampą φ , o tuo tarpu THz spinduliuotės generuojamos dėl optinio lyginimo efekto intensyvumas keičiasi pagal dėsnį $\cos 2\varphi$ [40]. 2005 m. M. Reid ir kt. [85], savo darbe atliko THz spinduliuotės amplitudės priklausomybės nuo pasukimo aplink azimutinį kampą skaičiavimus, InAs kristaluose, nupjautuose pagal (111), (100) ir (110) plokštumas, ir patikrino gautuosius rezultatus eksperimentiškai. Skaičiavimai buvo atlikti tūriniam efektui (optiniam lyginimui) ir paviršiniam efektui (elektriniu lauku indukuotam optiniam lyginimui). Gautos tokios optinio lyginimo priklausomybės:

$$E_{p,p}^{THz} \propto \cos 3\varphi \quad \text{InAs (111) plokštuma}$$

$$E_{p,s}^{THz} \propto \sin 3\varphi \quad \text{InAs (111) plokštuma}$$

$$E_{p,p}^{THz} \propto \cos 2\varphi \quad \text{InAs (100) plokštuma}$$

$$E_{p,s}^{THz} \propto \sin 2\varphi \quad \text{InAs (100) plokštuma}$$

$$E_{p,p}^{THz} \propto \sin \varphi + \sin 3\varphi \quad \text{InAs (110) plokštuma}$$

$$E_{p,s}^{THz} \propto \cos \varphi + \cos 3\varphi \quad \text{InAs (110) plokštuma}$$

Čia $E_{p,p}^{THz}$ yra THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudė, kai žadinama p poliarizacijos lazerio spinduliuote ir registruojama THz spinduliuotės elektrinio lauko p poliarizacija. $E_{p,s}^{THz}$ - žadinama p poliarizacijos spinduliuote, o registruojama s. φ - azimutinis kampas.

Tuo tarpu elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas nuo azimutinio kampo priklauso taip:

$$E_{p,p}^{THz} \propto \cos 3\varphi \quad \text{InAs (111) plokštuma}$$

$$E_{p,s}^{THz} \propto \sin 3\varphi \quad \text{InAs (111) plokštuma}$$

$$E_{p,p}^{THz} \propto konst. \quad \text{InAs (100) plokštuma}$$

$$E_{p,s}^{THz} = 0 \quad \text{InAs (100) plokštuma}$$

$$E_{p,p}^{THz} \propto \cos 2\varphi \quad \text{InAs (110) plokštuma}$$

$$E_{p,s}^{THz} \propto \sin 2\varphi \quad \text{InAs (110) plokštuma}$$

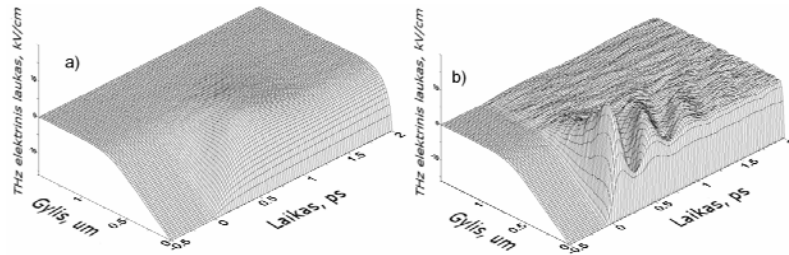
Matome, kad (100) plokštuma išpjautuose kristaluose EFIOR komponentė yra konstanta arba lygi 0, kai registruojama p arba s poliarizacija, atitinkamai.

Fotosužadintų krūvininkų perskyrimas paviršiniame lauke sukelia krūvių persiskirstymą ir elektrinio lauko ekranavimą. Minėtų procesų trukmė priklauso nuo puslaidininkio savybių, tokių kaip legiravimo, krūvininkų

gyvavimo trukmės bei žadinimo intensyvumo ir paprastai siekia šimtus femtosekundžių [40]. Taigi žadinant femtosekundiniu lazeriu, lazerio impulso trukmės laikotarpiu, paviršinis elektrinis laukas, sukeliantis EFIOR efektą, gali visiškai pasikeisti. Tolimam lauke THz spinduliuotės elektrinis laukas aprašomas [40]:

$$E_{THz} \approx \frac{8\pi S \chi^{(3)} d^2}{c^3 n R dt^2} \left(I(t) \int_0^\infty F(z, t) e^{-\alpha z} dz \right), \quad (24)$$

$I(t) = cnE^2 / 8\pi$ yra lazerio impulso intensyvumas, c - šviesos greitis vakuume, n ir α - lūžio rodiklis ir absorbcijos koeficientas, R - atstumas nuo emiterio žadinamos srities, kurios plotas S , iki registravimo prietaiso. Tuo tarpu trečiosios eilės netiesinis jautris $\chi^{(3)}$ priklauso nuo optinės spinduliuotės kritimo kampo, puslaidininkio lūžio rodiklio, kristalo orientacijos bei trečiosios eilės netiesinio jautrio komponentių χ_{iii} ir χ_{ijj} [40].



- 11 Paveikslėlis. Paviršinio elektrinio lauko kitimas GaAs paviršiuje žadinant 100 fs impulsais su kvanto energija 1.55 eV; a) esant 0,1 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ žadinimo intensyvumui b) 1 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ žadinimo intensyvumui. Adaptuota [40].

V. L. Malevič ir kt. [40] atliko Monte Carlo modeliavimą, siekdami aprašyti fotosužadintų krūvininkų pernašą besikeičiančio stiprio paviršiniame elektriniame lauke. Buvo modeliuojama krūvininkų pernaša keleto pikosekundžių laiko intervale nuo puslaidininkio paviršiaus sužadavimo femtosekundinio lazerio impulsu. Tyrimo objektu buvo pasirinktas $1.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ koncentracijos n-tipo GaAs žadinamas 1.55 eV kvanto energijos lazerine

spinduliuote. Paviršinio elektrinio lauko kitimas modeliuotas esant mažam ir dideliame sužadavimo intensyvumui, 0,1 ir 1 μJ atitinkamai (11 pav.).

Matome, kad padidinus žadinimo intensyvumą krūvininkų pernaša keičiasi iš tolygios į osciliuojančią. Osciliuojantis paviršinio lauko ekranavimas gaunamas, kai plazminis dažnis viršija atvirkštinę elektronų impulso relaksacijos trukmę. Osciliacijų dažnį nulemia plazminis dažnis, kuris savo ruožtu priklauso nuo krūvininkų koncentracijos (kuo didesnis krūvininkų tankis tuo didesnis dažnis). Remiantis plazminių bangų teorija, laikas reikalingas ekranuoti d storio elektrinio lauko sritį, dėl plazminių bangų dispersijos aprašomas kaip $d^2\omega_p / v^2$, kur v^2 yra vidutinis kvadratinis elektronų greitis. Homogeninės plazmos atveju, dydis d atitinka ekranavimo ilgį, todėl ekranavimo laikas yra apytiksliai lygus plazminiam dažniui. Tačiau nagrinėjant plazminių bangų susidarymą puslaidininkyje, nuskurdinto sluoksnio storį (ekranuojamo lauko d storį) lemia legiravimo laipsnis bei paviršinio lauko potencialas. Iš viso to seka, kad ekranavimo laikas puslaidininkyje yra proporcingas plazminiam dažniui [87].

2.3.5 Koherentiniai fononai ir plazmonai

Nagrinėjant THz spinduliuotės generavimo mechanizmus, iškelta idėja ir apie koherentinių fononų bei plazmonų dalyvavimą THz spinduliuotės generavimo procesuose [27,28,29]. Pagal teorinį foto-Demberio efekto modelį, žadinant Te paviršių femtosekundinio lazerio impulsu, išspinduliuojamo spektro aukščiausias dažnis turėtų siekti 2,5 THz, nes toks yra Te gardelės rezonansinis dažnis, tačiau užregistruotame spektre yra nedidelė smailė ties 2,9 THz [27]. Šios smailės dažnis sutampa su išilginio optinio (LO) fonono dažniu. Taip pat autoriai neatmeta plazmonų dalyvavimo THz spinduliuotės emisijos procesuose. Plazminis dažnis aprašomas formule:

$$\omega_{pl}^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 \epsilon(\infty) m^*} \quad (25)$$

čia N - el. koncentracija, m^* - redukuota masė, ϵ_0 - vakuumo dielektrinė konstanta, $\epsilon(\infty)$ - medžiagos aukšto dažnio dielektrinė konstanta.

Apskaičiuotasis plazminis dažnis, įstačius į plazminį dažnį aprašančią formulę (18) statinės efektinės masės elektronams ir skylėms vertes, Te kristale buvo 6,7 THz. Tačiau reali efektinė masė yra didesnė ir plazminis dažnis, kaip teigia autoriai, turėtų būti artimas optinių fononų dažniui, o THz spinduliuotės pikas ties 2,9 THz atsiranda dėl Demberio lauko energijos „perpumpavimo“ į plasmonus bei fononus [27]. Plazminis dažnis taip pat priklauso ir nuo krūvininkų tankio, t.y. šiuo atveju sužadavimo intensyvumo [29]. Kaip manoma, dėl šios priežasties ir stebimi Furjė spektro pokyčiai žadinant Te kristalą skirtingo intensyvumo lazerio spinduliuote [27].

2.3.6 Paviršinių emiterių palyginimas, dominuojantys generacijos mechanizmai

1989 m. buvo atliktas įvairių puslaidininkių generuojamos THz spinduliuotės amplitudės palyginimas, naudojant 615 nm femtosekundinį dažų lazerį [13,14]. Išmatavus InP, GaAs, GaAlAs, GaSb, InSb, CdTe, CdSe ir Ge atrasta, kad geriausiai THz spinduliuotė generuojama iš InP paviršiaus. Visi naujai atrasti paviršiniai emiteriai buvo suklasifikuoti pagal generuojamos THz spinduliuotės amplitudę (4 lentelė).

4 Lentelė. Iš puslaidininkių paviršiaus generuojamos spinduliuotės amplitudė kambario temperatūroje, žadinant 615 nm femtosekundiniu dažų lazeriu [14]

Bandinys	InP	GaAs	InSb	GaSb	CdTe	CdSe	Ge	Si	GaSe
Amplitudė	100	28	8	2	33	11	7	0.5	>0.1

1986 m. išrastas naujas kietakūnis femtosekundinis lazeris su titanu legiruoto safyro šerdimi [18]. Tai buvo kur kas paprastesnis lazeris už anksčiau naudotus femtosekundinius dažų lazerius ir ilgainiui juos pakeitė. Dvidešimto

amžiaus dešimtajame dešimtmetyje jis tapo populiariausiu femtosekundiniu lazeriu. Šio lazerio spinduliuojamas bangos ilgis yra apie 800 nm. Pasikeitus žadinančiosios lazerio spinduliuotės bangos ilgiui pastebėta, kad pasikeitė ir įvairių puslaidininkių THz impulsų generacijos efektyvumas. Skirtingai negu žadinant 615 nm dažų lazeriu, efektyviausiu emiteriu tapo InAs. 2000 m. buvo padaryta įvairių paviršinių emiterių klasifikacija, žadinant 800 nm bangos ilgio spinduliuote [19]. Taigi ėmė aiškėti, kad generuojamos THz spinduliuotės efektyvumas priklauso nuo žadinančiosios spinduliuotės bangos ilgio. Iš kilo poreikis nustatyti šias priklausomybes eksperimentiškai, tačiau dėl eksperimento sudėtingumo, tik maža dalis THz generaciją iš puslaidininkių paviršiaus tyrinėjančių žmonių turi potencialias galimybes tai atlikti. Tokiems eksperimentams reikalinga plačiam spektriniam diapazone perderinama femtosekundinė lazerinė sistema. Tokios sistemos dėl brangumo ir aptarnavimo sudėtingumo nėra itin plačiai paplitusios, todėl iki šiol nėra atlikti visų potencialių paviršinių emiterių matavimai plačiam lazerinės spinduliuotės spektriniam diapazone.

5 Lentelė. THz spinduliuotės generacijos efektyvumas, žadinant 800 nm spinduliuote [19].

Medžiaga	InAs	InP	GaAs	GaSb	InSb
Amplitudė	100	8.2	4.9	0.8	0.7

Tyrinėjant InAs, pradžioje buvo teigiama, kad pagrindinis THz impulsų generacijos mechanizmas yra srovės efektai [20], tačiau greitai buvo atrastos pakankamai stiprios priklausomybės nuo žadinančiosios spinduliuotės kampo kristalografinių ašių atžvilgiu n-InAs bei n-InSb bandiniuose [23]. O tai reiškė, kad netiesinių optinių efektų (optinis lyginimas ir elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas) įtaka THz impulsų generavimui yra ženkli. Gautieji rezultatai kirtosi su anksčiau išsakytais teiginiais dėl dominuojančių spinduliavimo mechanizmų. Atlikus išsamesnius tyrimus paaiškėjo, kad

daugelio puslaidininkių (InSb, InAs, InP, GaSb, GaAs) skleidžiamos THz spinduliuotės intensyvumas daugiau ar mažiau, bet priklauso nuo žadinančiosios spinduliuotės poliarizacijos krypties kristalografinių ašių atžvilgiu. Tačiau efektyvumas labai priklauso ir nuo pridėto magnetinio lauko, o tai įrodo srovės efektų egzistavimą [24]. Kaip parodė kai kurie darbai, dominuojantis THz generacijos mechanizmas stipriai priklauso ir nuo eksperimento sąlygų. Pavyzdžiui, kaip teigia straipsnio [26] autoriai, esant mažam sužadinimo intensyvumui ($\mu\text{J}/\text{cm}^2$ eilės), InAs dominuojantis THz spinduliuotės generacijos mechanizmas yra paviršinio lauko ekranavimas arba/ir foto-Demberio efektas, kai tuo tarpu esant dideliame sužadinimo intensyvumui (mJ/cm^2 eilės) – optinis lyginimas.

Kaip jau buvo minėta anksčiau, yra žinoma, kad generuojamos THz spinduliuotės intensyvumas priklauso nuo žadinančiosios spinduliuotės kvanto energijos [13,14,19], tačiau vis dar nėra atlikti išsamūs visų potencialių paviršinių THz emiterių tyrimai visame femtosekundinių lazerių skleidžiamos spinduliuotės spektriniame diapazone. Tokie matavimai padėtų atsakyti į keletą nepakankamai išnagrinėtų klausimų, tokių kaip aukštesniųjų slėnių padėtis, kuri nėra tiksliai žinoma visiems puslaidininkiams.

Tenka konstatuoti, kad lig šiol nėra sutarimo dėl dominuojančių generacijos mechanizmų, nes įvairių autorių darbai sunkiai tarpusavyje palyginami dėl eksperimentinių sąlygų nesutapimo: naudotų skirtingų žadinančiosios spinduliuotės bangos ilgių, sužadinimo intensyvumų, skirtingos impulso trukmės, kristalo orientacijos, registravimo technikos įvairovės. Nėra iki galo aiškūs THz spinduliuotės generacijos mechanizmai.

2.4 THz spinduliuotės emiterių tobulinimo kryptys

Žiūrint iš praktinės pusės, THz technologijų taikymams, t.y. spektroskopijai ar vaizdams gauti, reikalingas kuo efektyvesnis ir kuo didesnę galią generuojantis emiteris. Šis uždavinys buvo sprendžiamas nuo pat THz technologijų atsiradimo. Buvo bandyta didinti THz spinduliuotės išvedimą iš

kristalo, pridant magnetinį lauką [20] arba naudojant papildomus optinius elementus (prizmės, lęšiai), žadinant dideliais intensyvumais, šaldant. Buvo bandoma maitinti fotolaidžius emiterius kuo didesnėmis įtampomis, o kad sumažėtų puslaidininkio „pramušimo“ tikimybė, bandyta naudoti impulsinius įtampos šaltinius. Tačiau visi paminėtieji būdai reikalauja papildomų, dažnai brangiai kainuojančių, gremėzdiškų ir sudėtingai aptarnaujamų įrenginių (magnetai, lazerių stiprintuvai, kriostatai). Tokiais metodais didinant spinduliuotės galią, jokių būdu negali būti sukurtas kompaktiškas ir efektyvus THz spinduliuotės emiteris.

Pastaruoju metu atsiradus įvairesnių femtosekundinių lazerių, daugiausia dirbančių infraraudonojoje srityje (Er ar Yb legiruoti šviesolaidiniai lazeriai, femtosekundinis Nd:YAG ir t.t.), perspektyvesnis kelias kuriant THz impulsines spektroskopines sistemas yra ieškoti kuo efektyviau iš paviršiaus spinduliuojančio puslaidininkio arba ieškoti, iš ko galima būtų pagaminti fotolaidžias antenas, veikiančias infraraudonojoje srityje, bei naudoti fotolaidžias medžiagas, turinčias kuo didesnę elektronų judrį.

2.5 Koherentinis THz spinduliuotės registravimas

Koherentinis THz spinduliuotės impulsų registravimas gali būti realizuojamas optoelektroniniais arba elektrooptiniais metodais. Pirmuoju atveju naudojamos fotolaidžios, femtosekundiniu lazeriu valdomos antenos, labai panašios į aprašytąsias anksčiau emiterių, tik vietoj įtampos prie šių antenų prijungiamas srovės/įtampos registravimo prietaisas. Tuo tarpu elektrooptinis metodas panaudoja netiesines (elektrooptines) savybes tokių kristalų kaip ZnTe, CdTe ir kt.

2.5.1 Fotolaidūs impulsiniai THz spinduliuotės detektoriai

Fotolaidiems detektoriams gaminti dažniausiai naudojamas molekulinio pluoštelio epitaksijos būdu, žemoje temperatūroje užaugintas GaAs, nors galima naudoti ir kitas medžiagas turinčias trumpą krūvininkų gyvavimo trukmę. Žemoje temperatūroje (200-300⁰C) užaugintas GaAs sluoksnis turi

daug dislokacijų ir defektų, gardelės mazge Ga vietoje atsiduria As, arba As atomas įsiterpia į gardelę tarp mazgų. Toks sluoksnis pasižymi labai trumpomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis. Siekiant šiek tiek prailginti krūvininkų gyvavimo trukmę ir pagerinti elektrinį laidumą sluoksniai yra atkaitinami 500-600 °C temperatūroje. Parenkant auginimo ir atkaitinimo temperatūras galima keisti krūvininkų gyvavimo trukmę ir elektrinį laidumą. Kuo trumpesnė krūvininkų gyvavimo trukmė, tuo platesnį spektrą gali užregistruoti detektorius, tačiau trumpa krūvininkų gyvavimo trukmė mažina fotolaidumą, o tuo pačiu ir detektoriaus jautrumą. Paprastai detektoriams skirtų sluoksnių krūvininkų gyvavimo trukmė būna apie 0,5 ps. Femtosekundiniu lazeriu apšvietus tarpą tarp kontaktų ant puslaidininkio paviršiaus, labai trumpą laiką per šią struktūrą gali tekėti srovė. Laisva erdve atsklidęs THz impulsas sukuria elektrinį lauką ir minėtąja struktūra prateka trumpas srovės impulsas. Registruojant šią pratekančią srovę su sinchroniniu stiprintuvu-detektoriumi (Lock-in Amplifier) įvairiais laiko momentais, užregistruojama THz impulso laikinė forma. Detektoriai pagaminti iš ŽT GaAs geriausiai veikia juos apšvietus ~800 nm bangos ilgio lazerio impulsais, tokios spinduliuotės kvanto energija yra 1,55 eV, o tai yra šiek tiek daugiau negu GaAs draustinės juostos tarpas, kuris yra lygus 1,42 eV. Todėl lazerine spinduliuote žadinami elektronai į Γ slėnį, kuriame judris yra pakankamai didelis. Jeigu žadinsime didesnės energijos kvantais, foto-sužadintieji elektronai bus sklaidomi į aukščiau esančius X ir L slėnius. Dėl šios priežasties sutrumpės krūvininkų relaksacijos trukmės ir sumažės judris. Mažesnės energijos kvantai nesukels foto-laidumo efekto, nes ilgesnio negu 870 nm bangos ilgio spinduliuotei GaAs yra skaidrus. Todėl fotolaidžios antenos, pagamintos iš GaAs, geriausiai veikia su ~800 nm bangos ilgio lazeriais. Dažniausiai šiam tikslui naudojamas Ti:Safyro femtosekundinis lazeris, nors gali būti naudojami ir kiti femtosekundiniai lazeriai tokie kaip 1,55 μm bangos ilgio šviesolaidinis femtosekundinis lazeris, o jei tiksliau tai šio lazerio spinduliuotės antra harmonika, kuri atitinka 780 nm. Norint pagaminti THz spinduliuotės

detektorius tinkančius 1-1,5 μm bangos ilgio lazeriams, naudojamos medžiagos, turinčios siauresnį draustinės juostos tarpą. Pavyzdžiui GaInAs arba GaBiAs.

2.5.2 Elektrooptinis THz spinduliuotės registravimo metodas

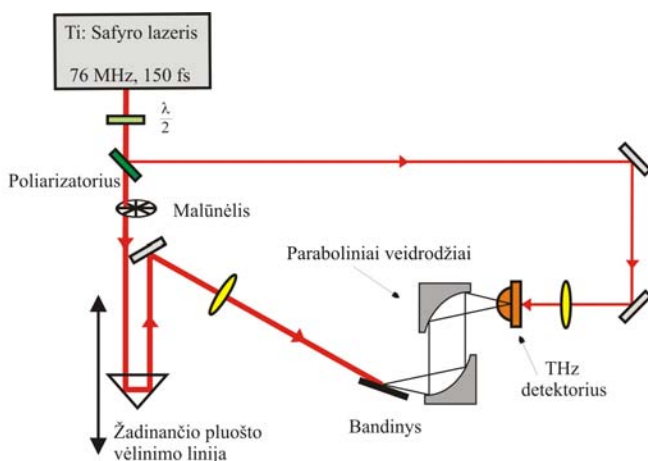
Registruojant elektrooptiniu metodu, kaip jau buvo minėta panaudojamas netiesinis optinis kristalas. THz impulsas ir strobuojantis lazerio pluoštelis paleidžiamas tuo pačiu keliu per kristalą. Iš kristalo išėjusi zonduojanti lazerinė spinduliuotė praleidžiama pro $\lambda/4$ plokštelę ir poliarizacinį daliklį. Dėl elektrinio lauko, kuris atsiranda sklindant THz impulsui per elektrooptinį kristalą, poveikio pasukama zonduojančiojo lazerio pluoštelio poliarizacija. Šis pokytis registruojamas fotodetektoriais. Pagrindinis elektrooptinio registravimo metodo pranašumas prieš fotolaidžius detektorius yra nepriklausomumas nuo lazerio spinduliuotės bangos ilgio. Pavyzdžiui naudojant ZnTe kristalą, zondavimui galima naudoti praktiškai bet kokio bangos ilgio lazerinę spinduliuotę (jei tik turime fotodiodą šiai spinduliuotei registruoti). Šios spinduliuotės kvanto energija turi neviršyti ZnTe draustinės juostos tarpo, t.y. 2,39 eV [6], nes zonduojanti spinduliuotė neturi būti sugerama kristale.

3. Impulsinių THz spinduliuotės sistemų tyrimai

3.1 Koherentinio THz spinduliuotės detektavimo optinės schemos

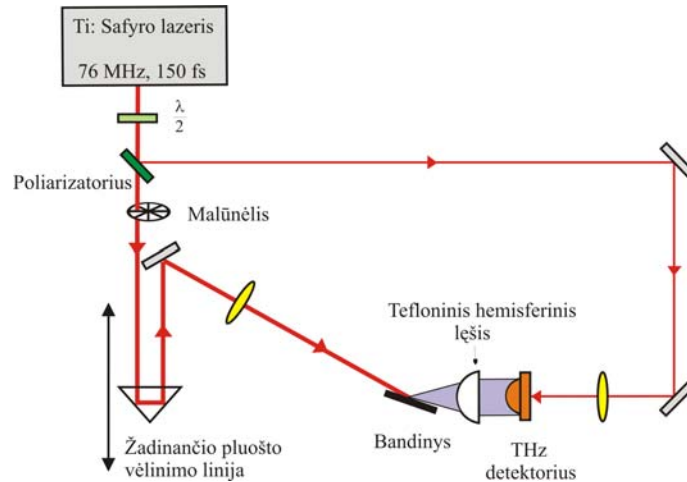
Tiriant THz spinduliuotės emisiją iš puslaidininkių paviršiaus, femtosekundinio lazerio spindulys, plėveliniu poliarizatoriumi dalijamas į du skirtingos galios spindulius ir panaudojant dielektrinius ar metalinius veidrodžius, nukreipiamas į puslaidininkio paviršių (emiterį) ir fotolaidinį detektorių. Spindulio atšakų galios reguliuojamos sukant pusbangio plokštelę, stovinčią prieš poliarizatorių. Į fotolaidinį detektorių sklindančio spindulio galia nustatoma ne daugiau kaip 50 mW. Likusi galia leidžiama kita atšaka į tiriamojo puslaidininkio paviršių. Emiteryje sugeneruota terahercinio dažnio

spinduliuotė link detektoriaus sklinda laisva erdve. Kadangi sklindant laisva erdve terahercinis pluoštelis išplinta skersai jo sklidimo krypties, jo nuvedimui iki detektoriaus naudojami veidrodžiai su auksu padengtu paraboliniu paviršiumi (12 pav.) arba tefloninis lęšis (13 pav.).



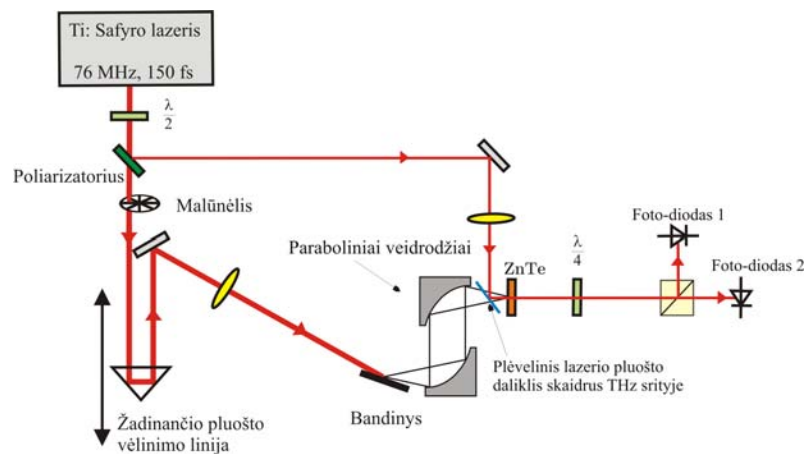
12 Paveikslėlis. Optinė schema, kai terahercinis pluoštelis fokusuojamas paraboliniais veidrodžiais.

Šios skirtingos 12 ir 13 pav. pavaizduotos optinės schemas turi savų pranašumų ir trūkumų. Kadangi veidrodžiai yra paraboliniai, fokusuojant jais terahercinį pluoštą, skirtingai negu sferiniuose tefloniniuose lęšiuose, nepasireiškia sferinė aberacija. Tačiau terahercinės spinduliuotės fokusavimas veidrodžiais turi didelį trūkumą: kadangi THz spinduliuotė yra visiškai nematoma ir nėra jokių vizualizacijos priemonių (THz spinduliuotei jautrių kortelių, kaip infraraudonojoje srityje, nėra), labai sunku juos tiksliai sujustruoti. Su lęšiais dirbti yra daug patogiau, nes visi teraherciniai elementai statomi optinėje ašyje.



13 Paveikslėlis. Optinė schema, kai terahercinis pluoštelis fokusuojamas tefloniniu lęšiu.

Elektrooptiškai registruojant THz impulsus, vietoj fotolaidaus detektoriaus, THz spinduliuotės fokuso taške statomas ZnTe kristalas (14 pav.). Atliekant aukštesniųjų laidumo slėnių nustatymo eksperimentus su keičiamo bangos ilgio žadinančia lazerio spinduliuote (optiniu parametriniu generatoriumi) ZnTe kristalo storis buvo 1 mm. THz spinduliuotės fokusavimui naudoti 90° „off-axis“ paraboliniai veidrodžiai. Už ZnTe kristalo statoma katvirčio bangos ($\lambda/4$) plokštelė ir Volastono (Vollaston) prizmė. Registruojami fotodetektorių išduodamo signalo skirtumo pokyčiai, keičiantis užlaikymo linijos padėčiai.



14 Paveikslėlis. Elektrooptinio strobavimo optinė schema.

Matuojant terahercinės spinduliuotės galios priklausomybę nuo pasukimo kampo aplink normalę (azimutinio kampo), bandinys įstatomas į 360° motorizuotą pasukimo stalėlį.

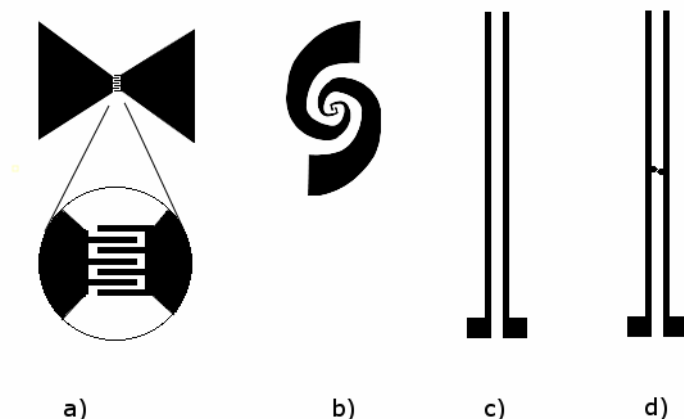
3.2 Fotolaidūs emiteriai ir detektoriai – konstrukcija ir gamyba

Eksperimentuose naudoti fotolaidūs detektoriai ir emiteriai buvo pagaminti iš GaAs plokštelių su užaugintais ŽT GaAs sluoksniais. Šių sluoksnių paviršiuje, fotolitografijos būdu, suformuoti planariniai Ti/Au kontaktai. Žematemperatūrinių sluoksnių auginimas molekulinio pluoštelio epitaksijos (MBE) būdu atliktas Puslaidininkų fizikos institute. Augino Dr. K. Bertulis. Fotolitografija atlikta taip pat Puslaidininkų fizikos institute vadovaujant Dr. S. Balakauskui.

3.2.1 MBE sluoksnių auginimas ir antenų formavimas

Žematemperatūriai sluoksniai buvo auginami ant pusiau izoliuojančio (100) GaAs padėklų. Padėklų storis buvo 600 μm. Auginimui naudotas kietosios fazės molekulinio pluoštelio epitaksijos įrenginys pagamintas CCCP klestėjimo laikais, kai duonos kepalas kainavo 36 kp („Kauno diena“ duomenimis). GaAs padėklai prie MBE aparato taikinio buvo klijuojami indžiu. Pirmiausia būdavo užauginamas apie 500 nm storio, buferinis GaAs sluoksnis aukštoje (600 °C) temperatūroje. Tada auginimas būdavo stabdomas ir sumažinus temperatūrą iki maždaug 270°C vėl atnaujinamas. ŽT GaAs sluoksnių storiai buvo nuo 0,5 iki 2 μm. Išėmus plokšteles iš MBE aparato auginimo kameros, likęs indis blogojoje plokštelės pusėje buvo šalinamas šlifuojant ir poliruojant. Poliravimas reikalingas, nes THz spinduliuotė į laisvą erdvę išspinduliuojama pro GaAs padėklo „užpakalinę pusę“, todėl paviršius turi būti optinis. Po auginimo sluoksniai atkaitinami 550-700 °C temperatūroje 30-40 sekundžių, greitojo terminio atkaitinimo būdu. Gaminant detektorius, gyvavimo trukmė turi būti trumpesnė arba palyginama su registruojamo THz impulso trukme. Detektoriams skirtų struktūrų krūvininkų gyvavimo trukmės

buvo apie 0,5 ps. Esant ilgesnėms krūvininkų gyvavimo trukmėms detektorius jautriau reaguoja į THz impulsą, tačiau susiaurėja registruojamų dažnių juostos plotis.



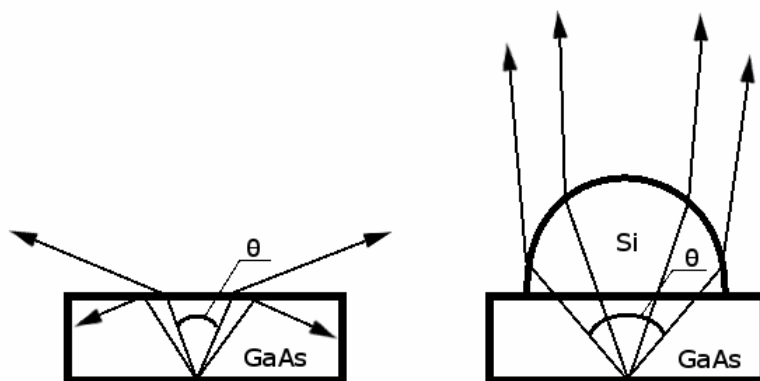
15 Paveikslėlis. Išbandytų antenų geometrinės konfigūracijos.

Emitteriams krūvininkų pagavimo trukmės nėra tokios svarbios ir gali siekti keletą ir netgi keliasdešimt pikosekundžių. Emitteriams svarbesnis parametras yra sluoksnio varža, kuo ji didesnė, tuo didesnę įtampą galima prijungti, todėl emitteriams skirtos struktūros būdavo atkaitinamos aukštesnėje temperatūroje. Taip pat svarbus yra krūvininkų judris. Kuo jis didesnis, tuo efektyvesnis emitteris. Norint suformuoti metalines, planarines antenas ant epitaksinio sluoksnio, pirmiausia buvo garinamas titano pasluoksnis. Vėliau buvo padengiama auksu ir fotolitografijos pagalba, ęsdinant fotorezistu nepadengtas vietas, suformuojama reikiamos konfigūracijos antena su kontaktinėmis aikštelėmis. Emitteriai buvo pagaminti keleto geometrinių konfigūracijų (15 paveikslėlis), o detektoriams buvo pasirinkta paprasčiausia – koplanarinė konfigūracija, su 5 μm tarpeliu tarp kontaktų (15 paveikslėlis, d).

3.2.2 THz spinduliuotės surinkimas, nukreipimas ir fokusavimas

GaAs naudojamas THz emitterių ir detektorių gamybai turi pakankamai didelį lūžio rodiklį ($n \approx 3,5$), todėl riboje puslaidininkis/oras didelė dalis THz

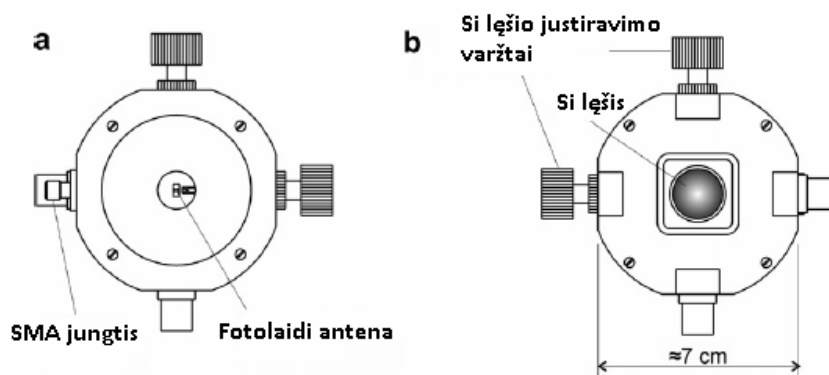
spinduliuotės atspindima ir tik labai maža spinduliuotės dalis gali būti išspinduliuota (16 paveikslėlis). Siekiant pagerinti THz spinduliuotės išėjimą iš fotolaidaus emiterio, o taip pat ir pafokusuoti ar sukolimuoti išeinančią spinduliuotę, panaudoti pusės sferos formos, iš labai švaraus (didelės savitosios varžos $\rho = 6000\text{-}30000 \Omega\cdot\text{cm}$) silicio pagaminti lęšiukai. Pasirinktas silicis, nes jis yra skaidrus THz dažnių srityje, o jo lūžio rodiklis yra artimas GaAs. Prispaudus tokį lęšiuką prie emiterio „užpakalinės pusės“ (16 paveikslėlis), Si/GaAs riboje praktiškai negaunama jokio atspindžio, padidėja iš GaAs kristalo išeinančios spinduliuotės erdvinis kampas, ji efektyviau išspinduliuojama į aplinką. Pradžioje buvo naudoti maži (4-6 mm skersmes) pusės sferos silicio lęšiukai. THz spinduliuotė pro tokį lęšiuką išeidavo besiplečianti. Tolimesniam spinduliuotės nuvedimui iki detektoriaus naudoti paraboliniai veidrodžiai.



16 Paveikslėlis. Išeinančios į aplinką THz spinduliuotės erdvinio kampo θ padidėjimas, naudojant sferinį Si lęšį.

Prie detektoriaus kristalo „užpakalinės pusės“ taip pat buvo prispaudžiamas pusės sferos silicio lęšiukas THz spinduliuotės fokusavimui į detektoriaus aktyviąją sritį. Šie pirmieji silicio lęšiukai buvo gaminami patalpinus silicio kubiukus į apvalią dėžutę, kurios sienos išklotos švitrinium popieriumi. Pučiant suspaustą orą kubiukai buvo varinėjami sienų paviršiumi ir pamažėle įgudavo rutulio formą. Nušlifavus vieną rutulio pusę, gaudavosi pusės sferos formos silicio lęšiukas. Tokiu būdu pagaminti lęšiukai gaudavosi skirtingų diametrų,

todėl buvo pereita prie silicio luitų tekimo ir šlifavimo, naudojant sferinę formą su šlifavimo milteliais. Pastaruoju būdu buvo gaminami daug didesni lėšiai (30-15 mm diametro). Išbandžius 30 mm diametro lėšius ir palyginus su 15 mm lėšiais nuspręsta, kad tinkamesnis diametras yra 15 mm. Silicio pralaidumas THz dažnių srityje priklauso nuo jo švarumo ir storio, todėl gaunami geresni rezultatai su mažesniais ir tuo pačiu plonesniais lėšiukais. Eksperimentų pradžioje, kai buvo naudojami mažieji lėšiukai (4-6 mm), jų padėtis, detektoriaus ar emiterio aktyviosios srities atžvilgiu, buvo keičiama naudojant x-y pozicionavimo stalelį. Emiteriai ir detektoriai buvo įtvirtinami nejudamai. Prispaudžiama buvo naudojant dar vieną pozicionavimo stalelį, lėšiuką prie stalelio pritvirtinus lanksčiomis polietileno juostelėmis, siekiant, kad jis gerai priglustų prie GaAs antenos „užpakalinės pusės“.



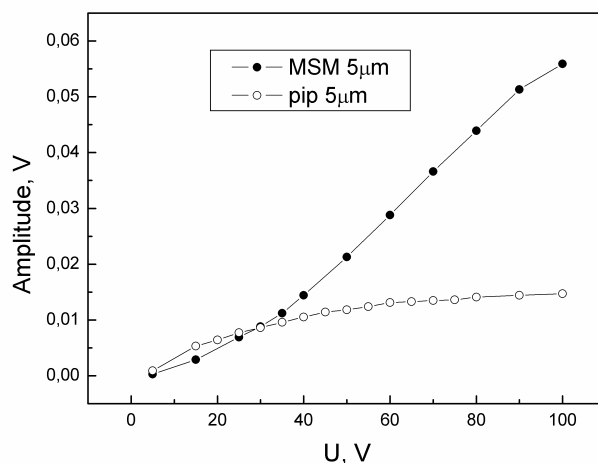
17 Paveikslėlis. Komerciniais tikslais pagaminti korpusai antenoms kartu su Si lėšiais montuoti. a – GaAs fotolaidžios antenos pusė, b – Si lėšio pusė [31].

Vėlesniuose eksperimentuose buvo naudoti 15 mm lėšiukai, sumontuoti kartu su GaAs antenomis į komerciniams tikslams specialiai pagamintus korpusus su lėšiuo pozicionavimo galimybe (17 paveikslėlis). THz dažnių diapazone, labai aiškiai pasireiškia chromatinė dispersija. Gaminant 15 mm skersmens lėšiukus jų storis buvo parinktas toks, kad 1 THz dažnio spinduliuotė išeitų kolimuota. Taip buvo siekiama supaprastinti THz dažnio Furjė spektrometro optinę schemą. Naudojant kolimuojančius silicio lėšius, įmanoma atlikti THz spektroskopijos eksperimentus, nenaudojant daugiau jokių optinių elementų

spinduliuotei iš emiterio nukreipti į detektorių. Tačiau šiuo atveju gaunamo THz pluoštelio skersmuo yra 6-8 mm, todėl norint atlikti eksperimentus su mažesnio ploto bandiniais reikalingas pluoštelio fokusavimas. Fokusavimui buvo naudoti komerciškai parduodami metaliniai paraboliniai veidrodžiai, bei pačių gaminti tefloniniai ir polietileniniai lęšiukai. Teflonas bei aukštaslėgis polietilenas pasirinkti dėl pakankamai mažų sugerties koeficientų THz dažnių srityje ir palyginti paprasto apdirbimo.

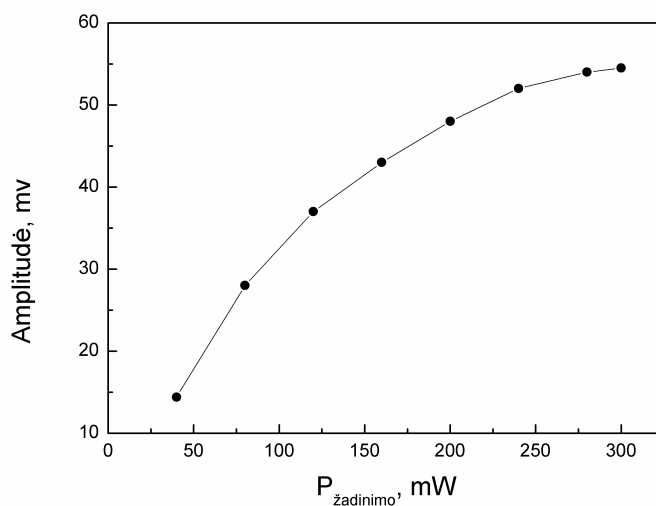
3.2.3 THz spinduliuotės emiterių tyrimas

Bandant nustatyti tinkamiausias foto-laidžių emiterių geometrines konfigūracijas, buvo išbandyti keturių tipų emiteriai (15 paveikslėlis). Kadangi nuo antenos geometrijos priklauso tai, kokie dažniai bus efektyviausiai išspinduliuojami į laisvą erdvę, skirtingos geometrinės konfigūracijos emiteriai buvo tirti lyginant išspinduliuotų THz impulsų Furjė spektrus. Atlikus tyrimus, emiteriams buvo pasirinkta koplanarinių linijų konfigūracija, nes tolygiausiai spinduliavo visame THz dažnių diapazone. Bandyta nustatyti ar priklauso spinduliuojamas spektras nuo atstumo tarp koplanarinių linijų, tačiau aiškios priklausomybės nepastebėta.



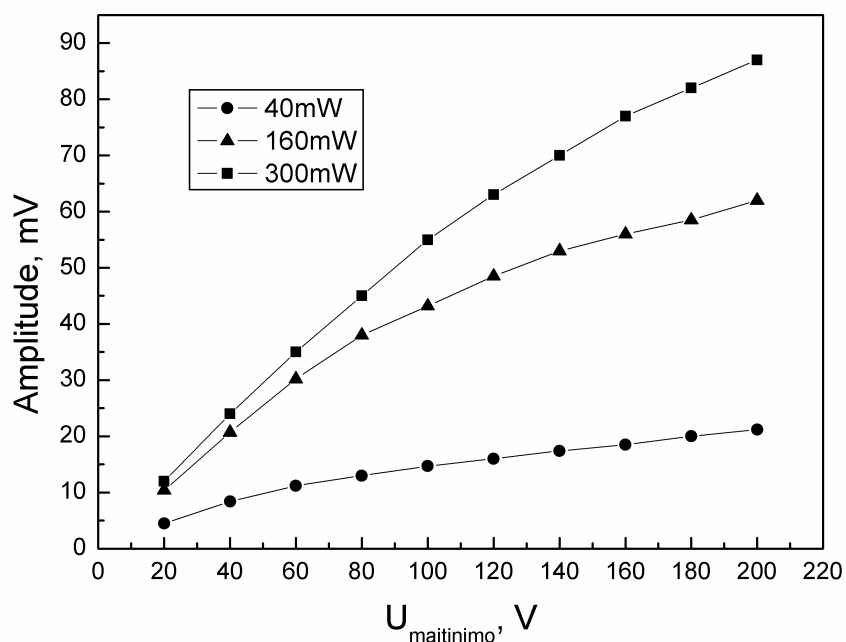
18 Paveikslėlis. Koplanarinės geometrinės konfigūracijos MSM ir pip struktūrų THz spinduliuotės priklausomybės nuo pridėtos įtampos, kai tarpas tarp kontaktų 5 μm.

Siekiant padidinti prie emiterio pridedamą įtampą, o tuo pačiu ir THz spinduliuotės generavimo efektyvumą, buvo pagaminti MSM (angliškas trumpinys, išvertus: metalas-puslaidininkis-metalas) ir pip struktūros emiteriai. Vienu atveju šios antenos buvo suformuotos ant GaAs padėklo su ant viršaus užaugintu $\sim 3 \mu\text{m}$ ŽT-GaAs sluoksniu, tokiu būdu sukurta MSM struktūra. Kitu atveju, ant ŽT-GaAs sluoksnio papildomai buvo užaugintas plonas ($0,17 \mu\text{m}$) p+ sluoksnis, legiruotas Be, kurio koncentracija $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Suformavus antenas aktyviojoje srityje (tarpe tarp kontaktų) p+ sluoksnis buvo nuėsdintas. Nenuėsdintas p+ sluoksnis liko tik po suformuotomis metalinėmis antenomis. Tokiu būdu tarp kontaktų susidarė pip struktūra (tokios struktūros pramušimo įtampa maždaug dvigubai didesnė). Tirtos šių emiterių priklausomybės nuo pridėtos įtampos, bei sužadavimo intensyvumo. Emiteris su pip struktūra greitai užsisotina ir toliau didinant įtampą, pridėtą prie emiterio kontaktų, signalo amplitudė beveik nedidėja (18 paveikslėlis). Tai gali būti paaiškinta tuo, kad pip – darinys su elektronų pernašą blokuojančiais kontaktais. Todėl elektronai iš kontakto nepatenka į aktyvią sritį ir srovė yra pernešama tik fotosužadintųjų



19 Paveikslėlis. Registruojamo THz elektrinio lauko amplitudės priklausomybė nuo lazerinio spinduliuotės intensyvumo, esant 100 V įtampai prie kontaktų (lazerio spinduliuotė fokusuojama į $50 \mu\text{m}$ skersmens dėmelę).

elektronų. Fotosužadintųjų elektronų srovė keliant pridėtą prie kontaktų įtampą sotinasi, nes pradeda sotintis dreifinis fotosužadintų elektronų greitis. Tuo tarpu MSM emiterio spinduliuojamo signalo amplitudė sotintis pradeda tik prieš pat terminį struktūros pramušimą. MSM struktūroje tarp metalo ir puslaidininkio susidaro Šotki (Schottky) kontaktai kurių nuskurdintas sluoksnis susiaurėja darinių apšvietus ir dėl tunelinio efekto yra galima elektronų injekcija. Taigi pip struktūra nepasiteisino. Toliau buvo eksperimentuojama su MSM struktūromis, keičiant sužadinimo intensyvumą (19 paveikslėlis) ir matuojant priklausomybes nuo pridėtos įtampos esant skirtingiems sužadinimams (20 paveikslėlis).



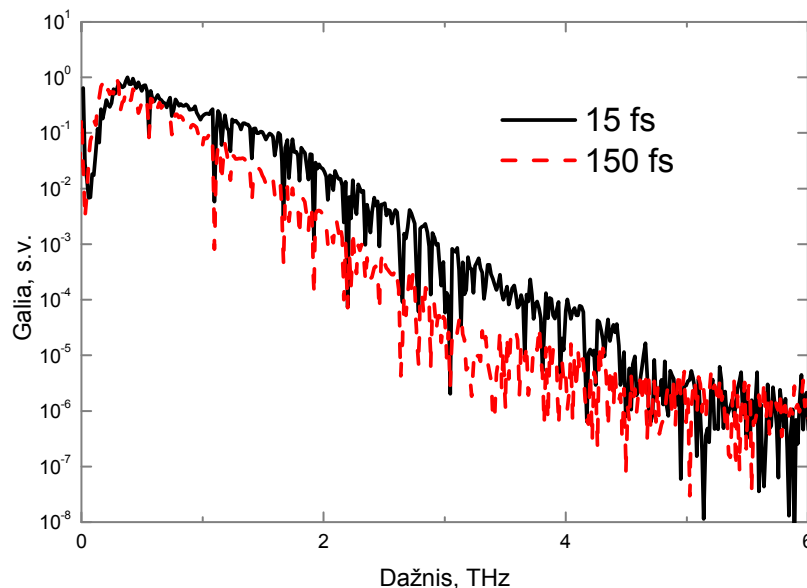
20 Paveikslėlis. Registruojamo THz elektrinio lauko amplitudės priklausomybė nuo prijungtos įtampos, esant skirtingiems lazerio spinduliuotės intensyvumams.

MSM emiterio, su 80 μm tarpu tarp kontaktų, signalo amplitudė keičiant žadinimo intensyvumą ir esant pastoviai maitinimo įtampai išsotina žadinančio spindulio galiai pasiekus 300 mW (fokusuojama į $\sim 50 \mu\text{m}$

skersmens plotą). Šis sotinimasis gali būti sukeltas elektrinio lauko ekranavimo fotosužadintais krūvininkais. Eksperimentų metu pastebėta, kad didelių įtampų ir sužadavimo intensyvumų naudojimas drastiškai sutrumpina emiterių tarnavimo laiką.

3.2.4 THz spinduliuotės detektorių tyrimas

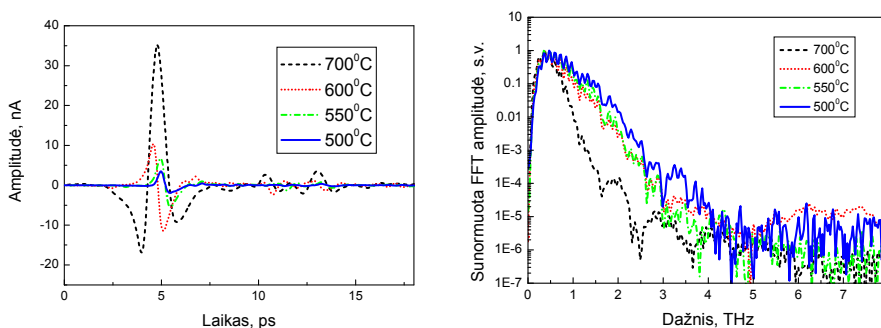
Gaminant detektorius, svarbiausias parametras yra krūvininkų gyvavimo trukmė epitaksiniam GaAs sluoksnyje. Krūvininkų gyvavimo trukmė apsprendžia maksimalų detektoriaus registruojamą dažnį. Trumpinant pagavimo trukmę, platėja detektoriaus registruojamas spektras, tačiau dėl trumpėjančio registravimo laiko, mažėja detektoriaus jautris. Labai svarbu yra nustatyti, kokia krūvininkų pagavimo trukmė yra tinkamiausia siekiant registruoti kaip įmanoma platesnį spektrą su kuo geresniu signalas/triukšmas santykiu, o pastarasis priklauso nuo detektoriaus jautrio.



21 Paveikslėlis. Detektoriaus registruojamo signalo FFT spektras žadinant skirtingos trukmės lazerio impulsais.

Taigi, trumpinant krūvininkų gyvavimo trukmes didėja registruojamas THz spinduliuotės dažnis, bet blogėja detektoriaus jautrumas ir

signalas/triukšmas santykis. Gyvavimo trukmės gali būti keičiamos po auginimo atkaitinant epitaksinę struktūrą skirtingose temperatūrose. Atkaitinimas gali būti vykdomas molekulinio pluoštelio epitaksijos įrenginyje iškart po auginimo, arba greitojo terminio atkaitinimo įrenginyje. Eksperimentiškai nustatinėjant optimaliausią krūvininkų gyvavimo trukmę pirmiausia, fotolitografijos pagalba, ant padėklo su ŽT-GaAs epitaksiniu sluoksniu buvo suformuotos antenos. Supjausčius, šie detektoriai buvo atkaitinti 500°, 550°, 600°, 700° C temperatūrose, greitojo terminio atkaitinimo įrenginiu. Kadangi detektoriaus registruojamo spektro maksimalų dažnį gali riboti ir lazerio impulso trukmė (21 paveikslėlis), eksperimentams panaudotas 15 fs impulso trukmę turintis Ti:safyro lazeris. Registruojant detektoriumi atkaitintu prie 700°C gaunama 10 kartų didesnė amplitudė, lyginant su detektoriumi atkaitintu prie 500°C (22 paveikslėlis). Palyginus Furjė spektrus (22 paveikslėlis) matyti, kad didinant atkaitinimo temperatūrą registruojamų dažnių juosta siaurėja. Detektoriaus atkaitinto prie 500°C registruojamo spektro plotis siekia 4 THz, o atkaitinto prie 700°C tik apie 2 THz.



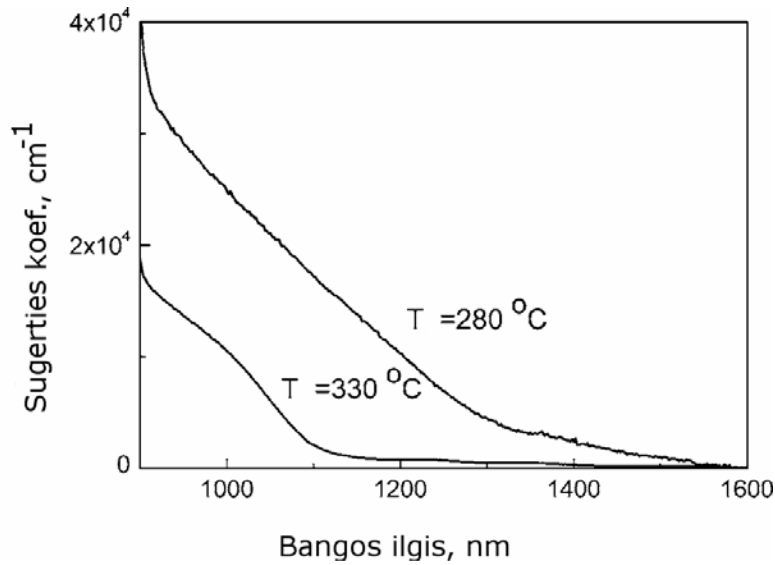
22 Paveikslėlis. Fotolaidaus detektoriaus registruojamos amplitudės ir Furjė spektro priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros.

Priklausomai nuo to, koku tikslu bus naudojamas detektorius, pasirenkama atkaitinimo temperatūra. Spektroskopijos eksperimentams svarbiausia yra registruojamos dažnių juostos plotis, todėl detektoriai šiuo atveju turėtų būti atkaitinami žemesnėje temperatūroje 500-550°C. THz techniką naudojant laikinių charakteristikų matavimui (optinio žadinimo – THz

zondavimo eksperimentas), reikalingas kuo jautresnis detektorius, o spektras šiuo atveju visiškai nesvarbus. Pastarajam eksperimentui skirti detektoriai turėtų būti atkaitinami $\sim 700^{\circ}\text{C}$ temperatūroje.

3.3 GaBiAs – medžiaga fotolaidiems detektoriams ir emiteriams

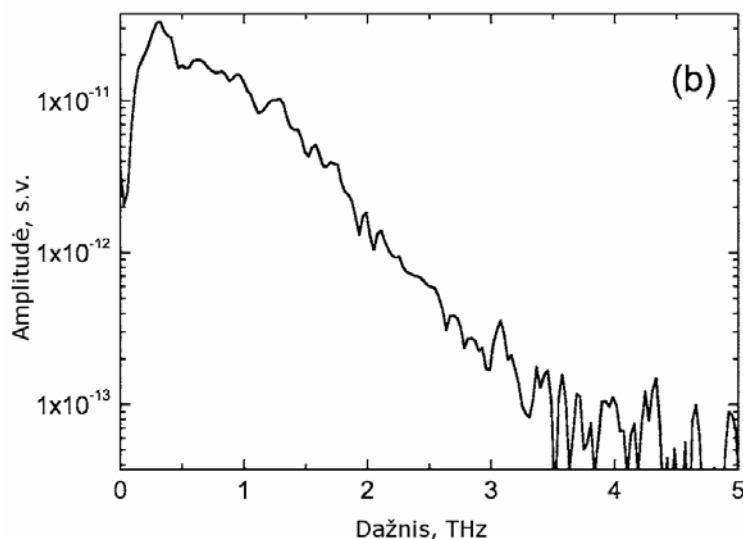
Šiuo metu labiausiai paplitęs femtosekundinis lazeris yra kietakūnis Ti:Safyro lazeris, kaupinamas Nd:YAG lazerio antros harmonikos spinduliuote. Kaupinantysis Nd:YAG lazeris savo ruožtu yra kaupinamas diodais. Tokiu būdu susidaro keturių pakopų lazerinė sistema, kuri yra brangi ir sudėtinga. Atsiradus tiesiogiai diodais kaupinamiems kietakūniams ir šviesolaidiniams lazeriams, kurių spinduliuojami femtosekundiniai impulsai yra 1-1,5 μm bangos ilgio, iškilo poreikis pagaminti fotolaidų THz spinduliuotės detektorius, tinkantį tokiems lazeriams. GaAs šiuo atveju netinka, nes jo sugerties kraštas yra ties $\sim 0,9 \mu\text{m}$, t.y. jis nesugeria ilgesnio bangos ilgio spinduliuotės. Fotolaidūs detektoriai, jautrūs 1-1,5 μm spinduliuotei gali būti gaminami iš jonais implantuoto InGaAs [32] arba žemoje temperatūroje auginto GaAsSb, bet dėl mažos InGaAs tamsinės varžos gaunamas pakankamai prastas signalas/triukšmas santykis, o GaAsSb atveju registruojamas spektras neviršija 1 THz [33]. Tuo tarpu žemoje temperatūroje auginti GaBiAs epitaksiniai sluoksniai pasižymi pakankamai didele tamsine varža ir trumpa krūvininkų gyvavimo trukme (iki 1 ps) [34]. Kadangi GaBiAs sugerties kraštas yra infraraudonojoje spektro dalyje (23 paveikslėlis), ši medžiaga idealiai tinka fotolaidžių detektorių gamybai, skirtų dirbti poroje su 1-1,5 μm bangos ilgio femtosekundiniais lazeriais.



23 Paveikslėlis. GaBiAs auginto 280°C ir 330°C temperatūroje, sugerties koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio [34].

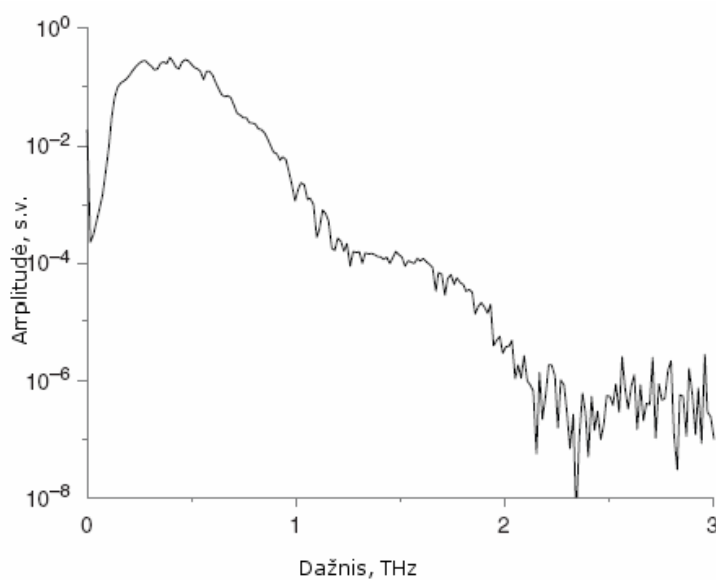
GaBiAs sluoksniai buvo auginami ant (100) orientacijos GaAs padėklų, molekulinio pluoštelio epitaksijos įrenginyje. Prie molibdeno laikiklio padėklai klijuoti išlydytu indžiu. Temperatūra buvo matuojama su termopora pritvirtinta prie molibdeninio laikiklio. As₄/Ga pluoštelyje ekvivalentinis slėgio santykis buvo 2,5. Augimo greitis 2 μm/h. Pirmiausia buvo užaugintas 500 nm storio, buferinis GaAs sluoksnis 600°C temperatūroje. Sustabdžius auginimą temperatūra buvo sumažinta iki 270°C ir auginamas 400 nm storio ŽT-GaAs pasluoksnis. GaBiAs sluoksnis augintas 280°C arba 330°C temperatūroje palaikant pastovų Bi pluoštelio intensyvumą. Šių sluoksnių storiai buvo nuo 0,4 iki 1,5 μm. Auginant tokiomis sąlygomis krūvininkų gyvavimo trukmės gavosi apie 1 ps (gyvavimo trukmės nustatytos optinio žadinimo – THz zondavimo metodu). Holo matavimai parodė, kad visi sluoksniai gavosi p tipo su krūvininkų tankiu 3×10^{14} - 2×10^{15} ir 20-60 Ω·cm savitąja varža. Taigi buvo gauti fotojautrūs infraraudonajai spinduliuotei sluoksniai, su pakankamai trumpomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis. Ant šių struktūrų fotolitografijos būdu buvo suformuotos antenos, analogiškos gaminamoms iš GaAs. Gauti detektoriai pirmiausia buvo išbandyti naudojant Ti:Safyro lazerį (150 fs, 800

nm). THz spinduliuotė generuota fotolaidžiu emiteriu. Užregistruoto spektro plotis siekė 3 THz (24 paveikslėlis).



24 Paveikslėlis. GaBiAs fotolaidaus detektoriaus registruojamas spektras, naudojant Ti:Safyr femtosekundinį lazerį [34].

Išbandžius detektorius su 800 nm spinduliuote, buvo pereita prie eksperimentų su 1030 nm bangos ilgio femtosekundiniu lazeriu „Pharos“, pagamintu „Šviesos konversijoje“. „Pharos“ yra kietakūnis lazeris kuriame Yb:KGW(KGd(WO₃)) kristalas tiesiogiai kaupinamas lazeriniais diodais. Vidutinė spinduliuotės galia 600 mW, impulso trukmė 63 fs, spektro plotis pusaukštyje 28 nm. THz spinduliuotei generuoti naudoti InGaAs, n ir p-tipo InAs kristalai, bei GaBiAs fotolaidūs emiteriai. THz spinduliuotė iš puslaidininkių paviršiaus InAs atveju generuota „atspindžio geometrijoje“, o InGaAs atveju „pralaidumo geometrijoje“. Papildomai THz spinduliuotės fokusavimui į detektorių naudotas 1 cm skersmens sferinis tefloninis lęšiukas. 70 mW lazerinės spinduliuotės galios buvo nukreipta į detektorių, o likusioji galia panaudota THz spinduliuotės generavimui iš puslaidininkio kristalo paviršiaus. GaBiAs fotolaidūs emiteriai buvo analogiškos konstrukcijos kaip ir detektoriai (17 paveikslėlis).



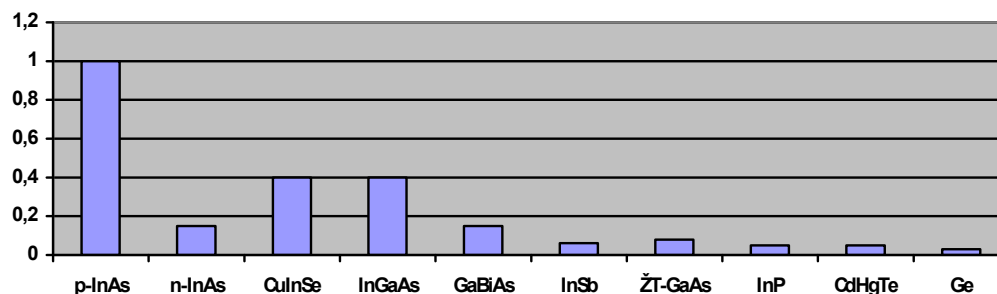
25 Paveikslėlis. GaBiAs fotolaidaus detektoriaus registruojamas spektras, naudojant Yb:KGW 1 μm bangos ilgio femtosekundinį lazerį ir p-InAs (111) plokštumos paviršinį emiterį [35].

Atlikus matavimus nustatyta, kad geriausias signalas/triukšmas santykis ir plačiausias spektras gaunamas naudojant p-tipo InAs paviršinį emiterį (25 paveikslėlis). Naudojant Yb:KGW femtosekundinį lazerį, gautas siauresnis spektras, tesiekiantis 2 THz, kai tuo tarpu Ti:Safyr lazerio atveju iki 3 THz. Tai galėtų būti paaiškinta THz spinduliuotės aukštesniųjų dažnių sugertimi GaAs sferiniuose lęšiuose (skirtingai negu 800 nm lazerinės sistemos atveju, THz spinduliuotės fokusavimui į detektorius buvo panaudoti GaAs lęšiukai, darant prielaidą, kad Si lęšiuose būtų generuojami ir dėl ilgos gyvavimo trukmės šioje medžiagoje kauptųsi krūvininkai, kurie įtakotų silicio lęšiuko pralaidumą THz spinduliuotei).

4. THz spinduliuotės emisijos iš puslaidininkių paviršių tyrimas

Darbo metu buvo tirta THz spinduliuotės emisija iš daugybės siauratarpių (n-InAs, p-InAs, InSb, GaSb, Te, HgTe, įvairaus sąstato $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ir $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) ir plačiatarpių (GaAs, Ge) puslaidininkių, bei chalkogenidų (CuInSe_2 , CuInS_2 , CuInGaSe_2). Bandiniai buvo žadinami titano safyro lazerio impulsais (impulso trukmė – 150 fs, pasikartojimo dažnis – 76 MHz, centrinis

bangos ilgis – 800 nm, vidutinė spinduliuojama galia – 500 mW). Sugeneruoti THz impulsai buvo registruojami fotolaidžiu GaAs detektoriumi aprašytu skyrelyje „Fotolaidūs impulsiniai THz spinduliuotės detektoriai“.

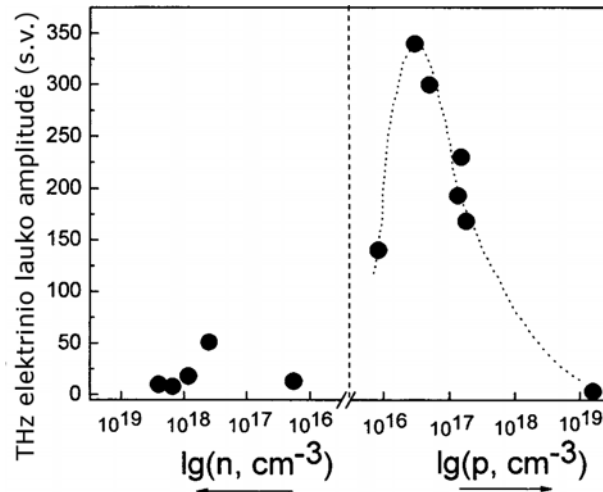


26 Paveikslėlis. Įvairių paviršinių emiterių generuojamos THz spinduliuotės palyginimas, žadinant 800 nm bangos ilgio 150 fs impulso trukmės Ti:Safyro lazeriu.

Lazerio impulsas buvo padalinamas į dvi dalis, kurių viena sužadindavo tiriamo puslaidininkio paviršių, o kita „atidarinėdavo“ detektorių. Keičiant antrojo impulso kritimo į detektorių momentą, sugeneruotas THz impulsas buvo nuskaitomas laike. THz spinduliuotės emisija iš $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, kai $x=0; 0.2; 0.3$; buvo stebėta pirmą kartą.

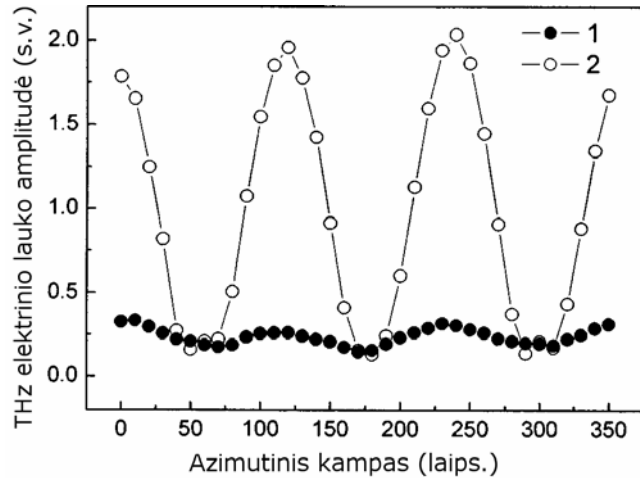
4.1 THz spinduliuotės generavimas iš p ir n tipo InAs paviršių

Kaip jau buvo minėta, p-InAs šiuo metu yra žinomas kaip geriausias paviršinis emiteris, žadinant 800 nm bangos ilgio femtosekundžių trukmės lazerio impulsais. Pirmą kartą tai buvo nustatyta mūsų darbe [103]. Tiriant emisiją iš šio puslaidininkio paviršiaus buvo atliktas THz spinduliuotės amplitudės priklausomybės nuo legiravimo laipsnio p ir n tipo bandiniuose tyrimas (27 pav.). Buvo ištirti 12 bandinių su priemaišų koncentracija nuo 10^{16} iki 10^{19} išpjautų (111) kristalografine plokštuma. Nustatyta, kad efektyviausiai InAs emituoja THz impulsus tuomet, kai jo laidumas yra p tipo, su $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dydžio skylių koncentracija.



27 Paveikslėlis. THz spinduliuotės, generuojamos iš p ir n tipo InAs paviršiaus, priklausomybė nuo legiravimo laipsnio.

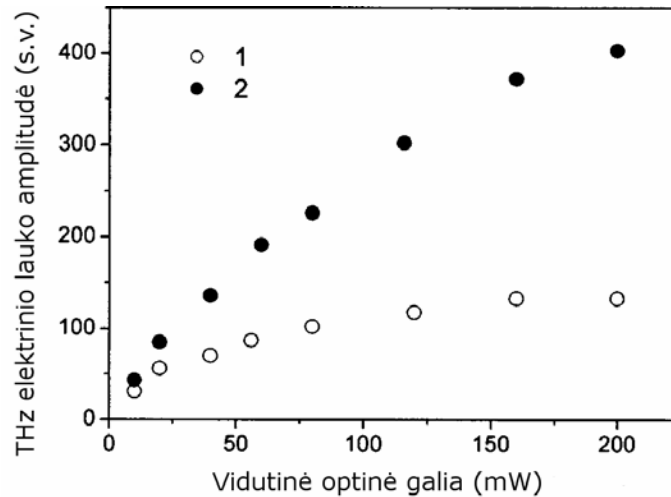
Tai, jog InAs yra geras emiteris buvo žinoma ir anksčiau. Ypač efektyviai jis spinduliuoja patalpintas į magnetinį lauką [20]. Šis spinduliavimo efektyvumo padidėjimas, patalpinus kristalą į magnetinį lauką, buvo aiškinamas foto-Demberio efekto sustiprėjimu, nors kai kurie autoriai aiškindami THz spinduliuotę iš InAs paviršiaus sukeliančius efektus paminėdavo ir optinį lyginimą [23], plazmines bangas [88] ar plazmonų-fononų modas [70,89]. Paviršinio lauko įtaka paprastai nebuvo nagrinėjama, nes InAs yra siauratarpis puslaidininkis ir juostų užlinkimas ties paviršiumi turėtų būti mažas. Tačiau tai nėra teisinga, ypač p-InAs atveju. Elektrinį potencialą InAs paviršiuje apsprendžia nestechiometrinių defektų donorinis lygmuo, kuris yra 0,18-0,2 eV [90] virš laidumo juostos minimumo. Todėl inversinėje paviršiaus srityje juostos išlinksta ir susidaro vidinis elektrinis laukas. Ši sritis bus plačiausia ir paviršinis laukas stipriausias būtent tuomet, kai kristalo tūrio laidumas bus p-tipo.



28 Paveikslėlis. THz elektrinio lauko amplitudės priklausomybė nuo azimutinio kampo skirtingai legiruotuose InAs bandiniuose: (1) $n_0=1.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, (2) $p_0=3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

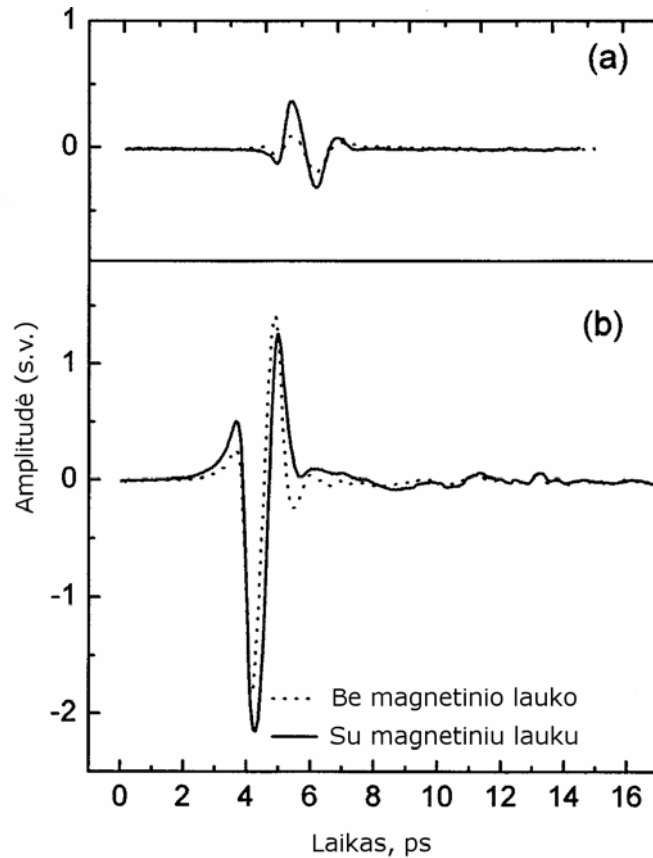
Tradiciškai norint atskirti tiesinius (srovės) efektus nuo netiesinių (optinis lyginimas ir elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas) yra naudojami bandinio sukimo aplink azimutinę ašį eksperimentai. Ištyrus priklausomybes nuo azimutinio kampo n ir p InAs bandiniuose nustatyta, kad p -InAs moduliacija yra daug labiau išreikšta negu n -InAs (28 pav.). p -InAs atveju THz signalo amplitudė maksimume ir minimume skiriasi 20 kartų, kai tuo tarpu n -InAs tik 2 kartus. Abiem atvejais moduliacijos periodiškumas yra $\cos 3\theta$ (θ yra azimutinis kampas). Toks periodiškumas yra būdingas ir optiniam lyginimui, ir elektriniu lauku indukuotajam optiniam lyginimui (111) plokštuma išpjautiems InAs kristalams [85], todėl vien tik iš periodiškumo neįmanoma pasakyti kuris efektas dominuoja. Tačiau stipri THz signalo priklausomybė nuo legiravimo (paviršinio lauko) rodo, kad bent jau efektyviausiai spinduliuojančiuose p -InAs bandiniuose dominuojantis THz impulsų generacijos mechanizmas turėtų būti elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas. Toks efektyvus THz spinduliuotės generavimas $p=10^{16}$ - 10^{17} InAs bandiniuose gali būti paaiškintas nuskurdinto sluoksnio storio paviršiuje sutapimu su lazerio spinduliuotės įsiskverbimo gyliu (100 nm).

Netiesinių optinių efektų indėlis, generuojant THz impulsus, didėja didinant žadinančiosios lazerio spinduliuotės intensyvumą. Tai puikiai iliustruoja 29 pav. Matome, kad THz spinduliuotės amplitudė orientavus bandinį azimutiniu kampu atitinkančiu minimumą įsisotina greičiau, o tai rodo, kad THz impulsai generuojami mažiausiai dėl dviejų generacijos mechanizmų.



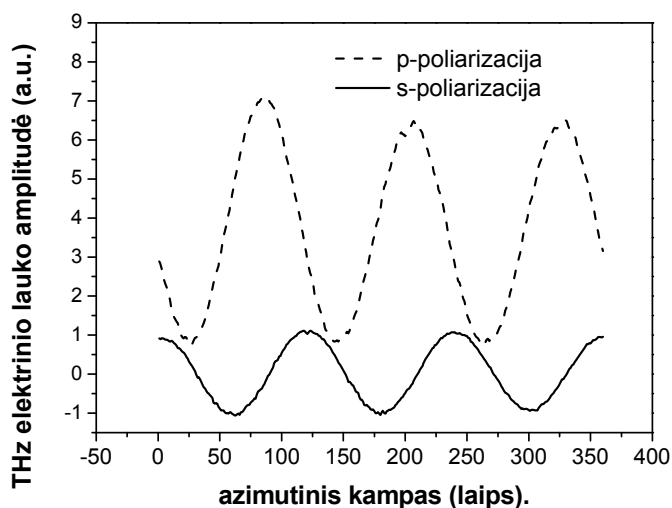
29 Paveikslėlis. THz spinduliuotės amplitudės priklausomybė nuo sužadavimo: (1) orientuota azimutiniu kampu atitinkančiu minimumą (2) azimutinis kampas atitinka maksimumą.

Labiausiai tikėtina, kad esant mažiems sužadavimams dominuoja srovės efektai, o didinant žadinimo intensyvumą ima dominuoti elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas. Greičiausiai šis įsisotinimas vyksta dėl paviršinio lauko ekranavimo sugeneruotais krūvininkais, o tokiu atveju labiau būtų paveikiama krūvininkų pernaša, o ne netiesinė optinė sąveika. Tokias išvadas patvirtina ir bandymai su magnetiniu lauku. Silpnas magnetinis laukas (0,2 T) daug labiau įtakoja THz spinduliuotę, kai p-InAs bandinys orientuotas azimutiniu kampu, atitinkančiu minimumą, kur dominuoja srovės efektai, kuriuos ir turėtų labiau įtakoti magnetinis laukas (30 pav.). Dar vienas patvirtinimas dėl mažiausiai dviejų skirtingos prigimties generacijos mechanizmų yra tai, kad magnetinis laukas veikia visiškai priešingai azimutinės priklausomybės minimume ir maksimume. Vienu atveju THz spinduliuotė sustiprinama, o kitu atvirkščiai – susilpnėja.



30 Paveikslėlis. Magnetinio lauko įtaka THz spinduliuotės amplitudei. A) p-InAs bandinys orientuotas azimutiniu kampu atitinkančiu minimumą b) azimutinis kampas atitinka maksimumą.

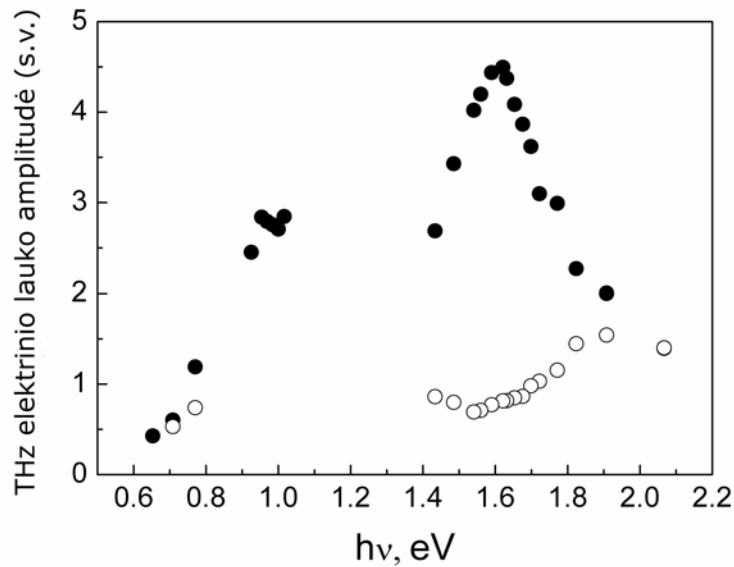
Siekiant išsiaiškinti dominuojančius mechanizmus buvo atlikta ir daugiau eksperimentų. Buvo ištirta n-tipo InAs skleidžiamos THz spinduliuotės azimutinė priklausomybė žadinant bandinį *p*-polarizacijos lazerio spinduliuote. Žadinimo intensyvumas buvo $5\mu\text{J}/\text{cm}^2$. Tyrimai parodė, kad tokiu atveju THz spinduliuotė generuojama ir *p*, ir *s* polarizacijos, o tai yra įmanoma tik tuo atveju jeigu ši spinduliuotė generuojama dėl netiesinių optinių, o ne dėl srovės efektų (31 pav.).



31 Paveikslėlis. Registruojamo p ir s poliarizacijos THz signalo priklausomybė nuo azimutinio kampo, kai $n=2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ InAs bandinio paviršių žadinam p poliarizacijos lazerio spinduliuote.

Kita vertus, THz spinduliuotės generavimo efektyvumo priklausomybė nuo žadinančiosios lazerio spinduliuotės kvanto energijos veda prie priešingos išvados. Matavimai rodo, kad didėjant žadinančiojo lazerio kvanto energijai, THz spinduliuotės generacijos efektyvumas didėja, kol kvanto energija pasiekia 1,6 eV vertę. Vėliau registruojama THz elektrinio lauko amplitudė ima mažėti. Tokia priklausomybė tikėtina tuo atveju jeigu THz generacijos efektyvumui didžiausią įtaką darytų sužadintų laisvų elektronų perteklinė energija. Kai kvanto energija yra pakankamai didelė, elektronai žadinami aukštai į laidumo juostą iš kur yra efektyviai sklaidomi į aukštesnius slėnius (L ir X), kuriuose judris yra mažesnis. Remiantis eksperimentiniais rezultatais, pavaizduotais 32 pav., apskaičiuotas tarpslėninis atstumas $\Delta\epsilon_{TL}$ InAs kristalui. Tačiau šis eksperimentas lyg ir prieštarauja ankstesniam teiginiui, dėl EFIOR efekto dominavimo generuojant THz impulsus iš InAs paviršiaus. Šis efektas neturėtų būti įtakojamas elektronų sklaidos į aukštesnius slėnius. Be to, matome, kad THz signalo priklausomybės nuo azimutinio kampo kreivėje moduliacijos gylis taip pat yra įtakojamas žadinančiosios spinduliuotės fotono

energijos. Didėjant fotono energijai moduliacijos gylis mažėja (32 pav.), lyg netiesiniai optiniai efektai priklausytų nuo fotosužadintų elektronų energijos.



32 Paveikslėlis. THz elektrinio lauko amplitudė užregistruota žadinant skirtingos kvanto energijos lazerio spinduliuote InAs kristalą orientavus azimutiniu kampu atitinkančiu maksimumą (nuspalvinti skrituliukai) ir minimumą (tuščiaviduriai skrituliukai).

Žadinant InAs Ti:Safyro lazeriu, laidumo juostoje sukuriama fotosužadinti elektronai turintys labai didelę perteklinę energiją (~ 1.05 eV). Todėl bent pusė fotosužadintų elektronų judės į kristalo tūrį pakankamai dideliu grupiniu greičiu ($\sim 2 \cdot 10^8$ cm/s). Šis elektronų judėjimas gali trukti daug ilgesnį laiką tarpą nei charakteringasis elektronų sklaidos išilginiais fononais laikas (~ 100 fs), nes dėl laidumo juostos neparaboliškumo InAs kristale ypatybių sklaida išilginiais fononais efektyviausiai vyksta mažais kampais ir elektronų impulso kryptis mažai tepasikeičia [91]. Šių į kristalo tūrį judančių elektronų ir netoli sužadavimo srities pasiliekančių skylių erdvinis atskyrimas sukuria pakankamai stiprų elektrinį lauką, kuris vėliau gali sąveikoti su atėjusia lazerio spinduliuote ir sukelti THz generavimą dėl EFIOR efekto.

Kadangi THz impulso generacijos metu elektronai išlieka karšti, šio proceso dinamika negali būti aprašyta, naudojant paprastą dreifo-difuzijos

modelį, kuriame naudojami pusiausvyrų elektronų ir skylių judriai [92]. Dar daugiau, dreifo-difuzijos modelyje neįskaičiuojamas elektronų energijos ir impulso kitimo inertiškumas ir efektinis masių skirtumas tarp pusiausvyrų ir karštų elektronų. Visi šie veiksniai turėtų būti svarbūs nagrinėjant keleto šimtų femtosekundžių laiko tarpsnį, kurio metu vyksta THz impulso generacija. Dėl aukščiau išvardintų priežasčių norint aprašyti fizikinius procesus vykstančius puslaidininkyje iškart po sužadavimo femtosekundžių trukmės lazerio impulsu, reikia atlikti skaitmeninį modeliavimą. Tokį modeliavimą atliko mokslinis kolega iš Minsko (Baltarusija) V. Malevich naudodamas Monte Carlo metodą.

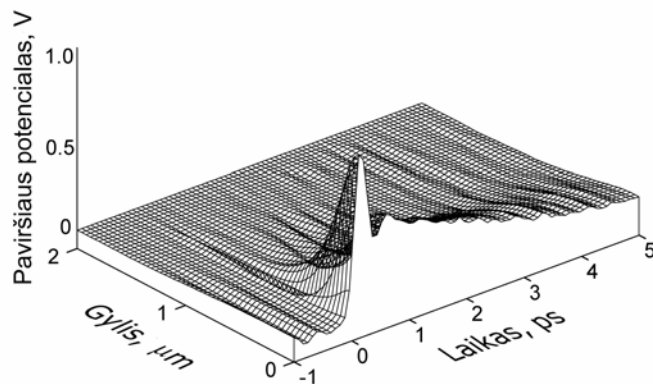
Norint aprašyti ultra-sparčią krūvininkų pernašą ir sub-pikosekundinį paviršinio elektrinio lauko kitimą dėl erdvinio fotosužadintų elektronų ir skylių atskyrimo buvo panaudotas makro-dalelių metodas [93]. Šio metodo esmė yra dalelių pernašos Monte Carlo modeliavimas kintančiame, nehomogenišrame elektriniame lauke, kuris apskaičiuojamas nagrinėjant Puasono (Poisson) lygtis.

Aprašant susidūrimus ir pernašą, kiekviena makrodalelė, nagrinėjama kaip elektronas ar skylė, charakterizuojami pozicija erdvėje, banginiu vektoriumi ir slėnio numeriu. Tarp susidūrimų, makrodalelių judėjimas aprašomas klasikiniu būdu, t.y. jų judėjimą lemia dispersijos dėsnis ir elektrinio lauko stipris. Laisvo lėkio trukmė, sklaidos mechanizmas ir galutinė makrodalelės būseną pasirenkama atsitiktinai (krūvininkų sklaidos tikimybės apskaičiuojamos prieš tai). Sprendžiant Puasono lygtį, kiekvieną makrodalelę reikia išsivaizduoti kaip realių krūvininkų sancaupą turinčią krūvį, kuri apsprendžia šią makrodalelę sudarančių elektronų skaičius.

Elektrinis laukas gaunamas iš vieno kintamojo Puasono lygties. Pradinės ir ribinės sąlygos formuluojamos taip, kad tenkintų nulinio elektrinio lauko puslaidininkio paviršiuje sąlygą. Makrodalelių judėjimo lygtys nevienalyčiame nestacionariame elektriniame lauke sprendžiamos naudojant antros eilės Runge-Kutta metodą. Makrodalelės kuriamas elektrinis laukas gretimuose gardelės mazguose nustatomas tiesinės interpoliacijos būdu.

Laidumo juosta InAs kristale aprašoma trijų slėnių (Γ - L - X) modeliu; valentinėje juostoje sklaidomos tik sunkios skylės. Šis skaitmeninis modelis įskaičiuoja ir elektronų bei skylių sklaidą akustiniais ir optiniais (poliniais ir deformaciniais) fononais, bei elektronų atveju dar įskaitoma sklaida tarp slėniniais fononais.

Buvo atlikti skaičiavimai n-InAs bandiniui legiruotam $1,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ir žadinamam 1,55 eV fotono energijos lazerio spinduliuote. Nagrinėta 200000 makrodalelių sistema; elektrinis laukas buvo perskaičiuojamas kas 1 fs; erdvėje einat į kristalo tūrį elektrinis laukas buvo skaičiuojamas 0,001 μm žingsneliais. Pradiniu momentu, pusiausvyrų krūvininkų pasiskirstymas pagal impulsą ir koordinates buvo sugeneruojamas atsitiktinai. Po 5 ps (po laiko tarpsnio pakankamo, kad nusistovėtų pusiausvyra) „įjungiamas“ femtosekundinis impulsas pusiausvyruosius krūvininkus pakeičiant nepusiausvyraisiais, kurių pasiskirstymas pagal impulsus ir koordinates priklauso nuo žadinančių fotonų energijos ir absorbcijos koeficiento puslaidininkyje, atitinkamai. Taigi, skaičiavimų metu makrodalelių skaičius nesikeičia, keičiasi tik efektinis krūvis priklausomai nuo fotosužadintų krūvininkų tankio. Tokiu būdu sumodeliuotas elektrinio lauko kitimas puslaidininkio paviršiuje pavaizduotas 33 pav. Matome, kad InAs bandinio žadinimo metu paviršiaus potencialas smarkiai keičiasi. Dėl elektronų ir skylių erdvinio atskyrimo sukuriama elektrinis laukas siekiantis $2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ iki 400 nm gylyje nuo paviršiaus. Elektronai kvazi-balistiškai juda į kristalo tūrį, o skylės, kadangi jos sklaidomos daug intensyviau, pasilieka arti paviršiaus.



33 Paveikslėlis. Paviršiaus potencialo kitimas sužadintų InAs paviršių 150 femtosekundžių trukmės Ti:Safyro lazerio impulsu.

Lazerio spinduliuote indukuoto elektrinio paviršinio lauko silpimas yra dar labiau komplikuotas. Greitai besikeičianti laike paviršiaus potencialo pradinė smailė, vėlesniais laiko momentais pereina į dėl elektrinio lauko ekranavimo tolygiai silpstančias plazmines osciliacijas. Skaitmeniškai modeliuojant, fotosužadintų krūvininkų tankis buvo paimtas $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, o pusiausvyrų tuo tarpu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Taigi naudojant tokias vertes, „šaltų“ pusiausvyrų elektronų plazmos oscilacijų dažnis yra $\omega_p = 1.8 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$, o sužadintųjų elektronų impulso relaksacijos trukmė $\tau_p \approx 300 \text{ ps}$. Todėl šaltų elektronų plazminiai svyravimai vyksta be susidūrimų ($\omega_p \tau_p > 1$) ir elektrinio lauko perturbacijos slops ne eksponentiškai pagal Maksvelo (Maxwell) relaksacijos laiką ($\tau_M = (\omega_p^2 \tau_p)^{-1}$), o pagal dėsnį:

$$\exp(-t / \tau_p) \cdot \cos \left[t \cdot \sqrt{\omega_p^2 - (2\tau_p)^{-2}} \right]. \quad (26)$$

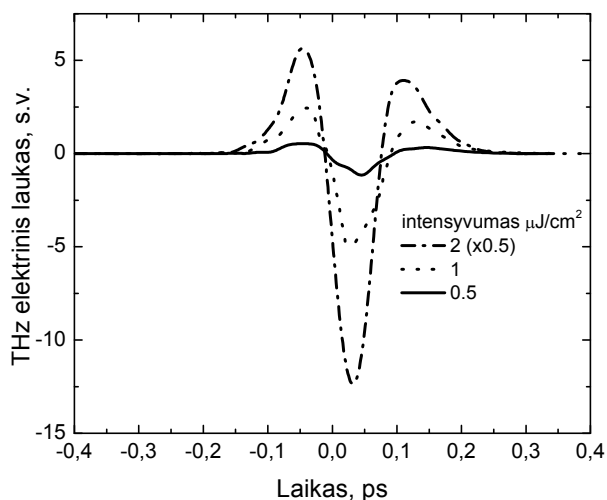
Aukščiau aprašytu atveju, charakteringas paviršinio lauko relaksacijos laikas yra $2\tau_p \approx 600 \text{ fs}$. „Karšti“ fotosužadintieji elektronai nedalyvauja šiame pradiname relaksacijos procese, nes jų energija yra didelė ir judris, dėl laidumo juostos neparaboliškumo efekto, yra daugiau negu viena eile mažesnis

už šaltų elektronų judrį. Fotosužadintų elektronų įtaka elektrinio lauko relaksacijos procese auga jiems auštant ir didėjant judriui. InAs atveju fotosužadintųjų elektronų perteklinės energijos siekia ~1 eV ir energijos relaksacijos trukmė dėl sklaidos išilginiais fononais yra apie 3 ps, o tai sutampa su 33 pav. matomu lėtesniuoju relaksacijos laiku.

Tolimajame lauke išspinduliuotas elektrinis laukas aprašomas:

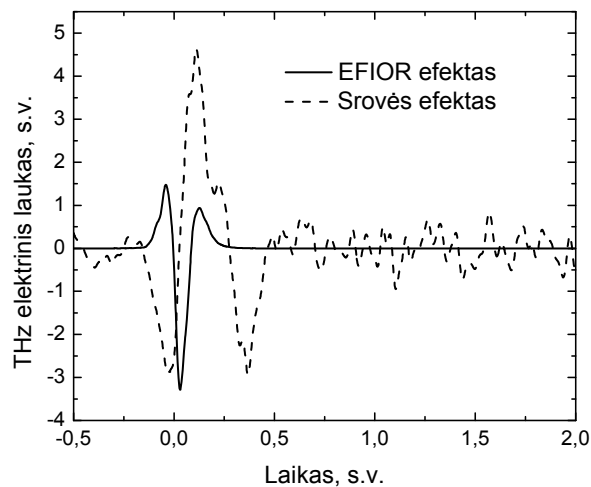
$$E_{THz} = \left(\partial^2 / \partial t^2 \right) \int_0^{\infty} dx P(x, t) \quad (27)$$

Čia $P(x, t) \sim \chi^{(3)} I(t) F(x, t) \exp(-\alpha x)$ yra momentinė poliarizacija, atsirandanti dėl elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo efekto (EFIOR), $\chi^{(3)}$ – trečios eilės netiesinis jautris, $I(t)$ – femtosekundinio impulso intensyvumas, $\alpha = 7.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ – 800 nm bangos ilgio spinduliuotės, optinės absorbcijos koeficientas InAs kristale, o $F(x, t)$ – elektrinis laukas atsiradęs dėl erdvinio krūvių atskyrimo. Integruojant įvairiais atstumais apskaičiuotą elektrinį lauką $F(x, t)$, o paskui skaitmeniškai diferencijuojant gautą integralą pagal laiką, gaunama THz impulso laikinė forma. 34 pav. pavaizduota THz impulso laikinė charakteristika, esant įvairiems lazerio impulso intensyvumams. Kaip matome, šiame palyginti mažų intensyvumų diapazone, tipiškai gaunamas supertiesinis THz impulso amplitudės augimas didinant impulso energiją.



34 Paveikslėlis. Apskaičiuota THz impulso laikinė forma esant trimis skirtingiems sužadavimo intensyvumams.

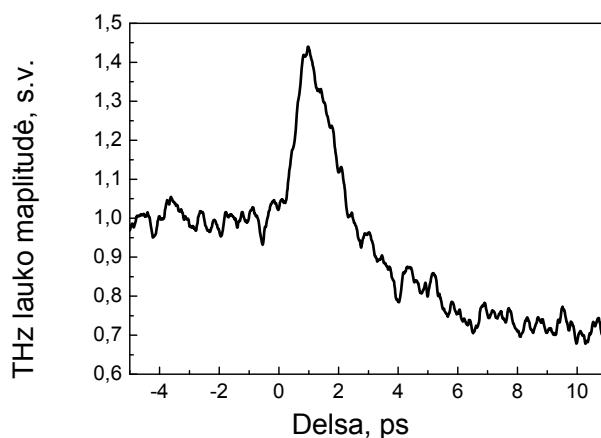
Taip pat, V. Malevich sumodeliavo kaip atrodytų dėl srovės efektų, bei EFIOR efekto sugeneruotas THz impulsas (35 pav.). Dėl EFIOR efekto generuojamo impulso amplitudė proporcinga netiesiniam jautriui $\chi^{(3)}$. Paveikslėlyje matome rezultatus kurie gauti esant $1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ sužadavimo intensyvumui ir netiesiniam optiniam koeficientui $\chi^{(3)} = 10^{-4}$. Esant dideliems sužadavimo intensyvumams srovės efektai įsisotina [94], o EFIOR efektas didėja proporcingai sužadavimo intensyvumui. Paprasti skaičiavimai rodo, kad esant $10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ sužadavimui ir $\chi^{(3)} = 10^{-5} \div 10^{-6}$, srovės efektai ir EFIOR tampa palyginami.



35 Paveikslėlis. THz impulsų laikinė forma, kai spinduliuotė generuojama dėl srovės bei elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo (EFIOR) efektų. Žadinimo intensyvumas $1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$.

Foto-indukuotieji elektriniai laukai InAs kristalo paviršiuje gali būti kur kas didesni negu nuosavas paviršinis laukas, todėl šio lauko ir lazerio spindulio sąveika turėtų sukelti stiprų EFIOR efektą ir padidinti THz spinduliuotės generaciją. Norint tai patikrinti, buvo atliktas eksperimentas, žadinant InAs paviršių dviem lazerio impulsais. Lazerio spindulys buvo dalinamas į dvi dalis, viena dalis (zonduojanti) buvo leidžiama į bandinį 45° kampu ir generavo THz impulsus kurie vėliau buvo registruojami fotolaidžiu GaAs detektoriumi. Kita spindulio dalis (žadinanti) buvo leidžiama statmenai į bandinio paviršių, tiksliai į tą pačią bandinio vietą kaip ir pirmasis spindulys, tačiau fokusuojama buvo į didesnę dėmelę siekiant išvengti šių abiejų spindulių sugeneruotos THz spinduliuotės interferencijos detektoriuje. Zonduojančiu spinduliu sužadintų krūvininkų koncentracija buvo apie $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, o žadinantysis spindulys sugeneruodavo $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ krūvininkų. Keičiant žadinančiojo spindulio vėlinimą buvo registruojama s poliarizacijos komponentė THz impulso maksimume.

Ekspimento metu gauti rezultatai vaizduojami 36 pav. THz spinduliuotės amplitudė padidėja, kai žadinantysis ir zonduojantis impulsai persikloja laike ir sumažėja, kai žadinantis impulsas bandinį pasiekia anksčiau už zonduojantį. Žadinančiojo spindulio sužadintų krūvininkų įtaka zonduojančiam spinduliui generuojamam THz impulsui yra dvejopa. Pirmiausia, dėl elektronų balistinio judėjimo į turį sustiprinamas paviršinis laukas ir esant persiklojusiems laike žadinančiam ir zonduojančiam spinduliui, padidėja generuojamos THz spinduliuotės amplitudė. Tačiau, kai žadinantysis spindulys bandinį pasiekia anksčiau už zonduojantį, tuo momentu, kai zonduojantis impulsas pasiekia bandinį, prieš tai, žadinančiojo spindulio sužadinti elektronai jau būna atvėję ir silpnina paviršinį lauką jį ekranuodami, o tai sumažina THz generacijos efektyvumą. Laikinės priklausomybės kreivė (36 pav.) įrodo abiejų efektų egzistavimą. THz generuojamos spinduliuotės sustiprėjimas ir susilpnėjimas užregistruotas šio eksperimento metu sutampa su skaitmeniškai sumodeliuotu paviršinio lauko susiformavimo ir išnykimo laiku pavaizduotu 33 pav.



36 Paveikslėlis. Registruojamos S poliarizacijos THz spinduliuotės amplitudės priklausomybė nuo žadinančio lazerio spindulio delsos zonduojančiojo spindulio atžvilgiu.

Šis eksperimentas įrodo, kad EFIOR efektas dėl foto-sužadintų elektronų judėjimo yra žymus, nors ir nėra visiškai aišku kokia THz spinduliuotės dalis iš

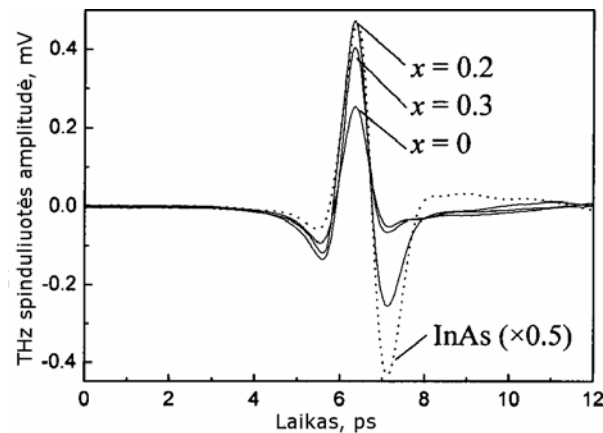
InAs paviršiaus generuojama būtent dėl šio efekto. Optimaliomis sąlygomis gaunamas apie 40 % THz spinduliuotės amplitudės padidėjimas aukščiau aprašyto eksperimento metu. O jei nagrinėsime InAs paviršiaus žadinimą vienu impulsu, tai elektrinis laukas išsivystys tik po keliasdešimt femtosekundžių ir THz spinduliuotė dėl EFIORE efekto bus generuojama femtosekundinio impulso „uodegai“ sąveikaujant su elektriniu lauku. Tai galioja žadinant impulsais, ilgesniais negu kelios dešimtys femtosekundžių, nes priešingu atveju fotosužadintų krūvininkų kuriamas elektrinis laukas nespėja išsivystyti.

4.2 THz spinduliuotės generavimas iš kitų siauratarpių puslaidininkių paviršių

Siauratarpai puslaidininkiai pasižymi dideliais elektronų judriais, manoma, kad būtent dėl šios savybės jie yra tokie efektyvūs THz emiteriai. Didelis elektronų judris, bei didelis elektronų ir skylių judrių santykis sąlygoja krūvininkų atskyrimą ir pakankamai stiprių srovių susidarymą arti paviršiaus dėl foto-Demberio efekto. Tačiau, vienas iš siauratarpių puslaidininkių InSb turintis dvigubai didesnę elektronų judrį už InAs, apšviestas femtosekundiniu Ti:Safyro lazeriu spinduliuoja vos ne šimtą kart mažesnę THz spinduliuotės galią. Toks prieštaravimas gali būti paaiškinamas valentinės ir laidumo juostų skirtumais šiuose puslaidininkiuose (neparaboliškumu), bei mažo judrio papildomų laidumo juostų (L ir X) dalyvavimu InSb žadinant Ti:Safyro spinduliuote.

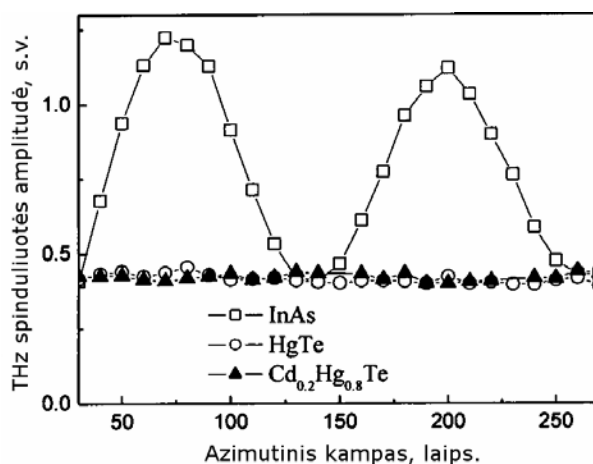
Tiriant THz spinduliuotės generavimą iš $Cd_xHg_{1-x}Te$ lydinių su įvairiais x , buvo siekta nustatyti kaip generuojamos THz spinduliuotės galia priklauso nuo puslaidininkio juostinės struktūros. Tokiu būdu buvo tikimasi nustatyti kokie yra reikalavimai puslaidininkiiui, norint turėti gerą paviršinį emiterį. Tirti 3 bandiniai su $x=0, 0.2, 0.3$. HgTe bandinys buvo tūrinis monokristalas, o likusieji du buvo epitaksijos būdu užauginti ploni CdHgTe sluoksniai ant CdTe padėklo. Šie bandiniai buvo palyginti su n-InAs bandiniu (37 pav.). Eksperimento metu bandiniai buvo talpinami prie pat detektoriaus lęšio (5 mm

atstumu). CdHgTe bandinių skleidžiamos THz spinduliuotės pikinės amplitudės vertės buvo 4-5 kartus mažesnės už n-tipo InAs.



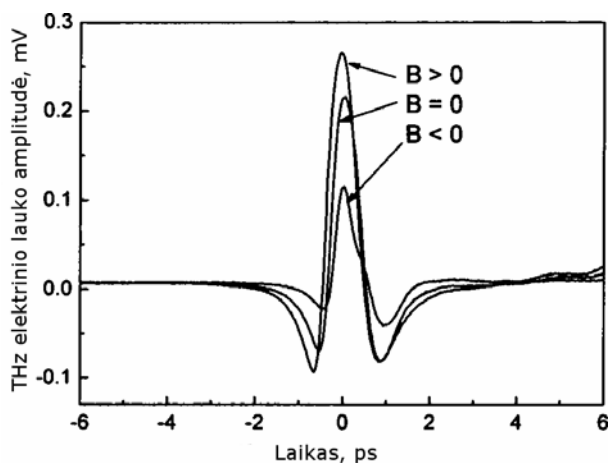
37 Paveikslėlis. $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ skleidžiamos THz spinduliuotės amplitudės palyginimas su n-InAs.

Atlikus generuojamos THz spinduliuotės matavimus įvairiais azimutiniais kampais matosi, kad skirtingai negu InAs atveju, nuo pasukimo kampo spinduliuotės amplitudė nesikeičia (38 pav.). Kaip jau minėta, tokie eksperimentai tradiciškai atliekami norint atskirti srovės efektus nuo netiesinių optinių. Kadangi HgTe ir $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ (100), generuojamos THz spinduliuotės amplitudė nuo azimutinio kampo nepriklauso, tai leidžia spėti, kad šiose medžiagose THz spinduliuotė yra generuojama pagrinde dėl srovės efektų bei tikėtina dėl elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo efekto (kaip jau minėta šis efektas esant kristalo orientacijai (100) nuo pasukimo kampo nepriklauso, o kitos orientacijos bandinių neturėta). Dar vienas srovės efektų dominavimo įrodymas yra eksperimentai magnetiniame lauke. Lygiagrečiai bandinio paviršiui pridėjus pakankamai silpną ($B = 0.28$ T) magnetinį lauką, priklausomai nuo jo poliškumo THz spinduliuotės amplitudė sumažėja arba padidėja (39 pav.). Šis eksperimentas sutampa su modeliu aprašančiu spinduliuojančio dipolio sukimą magnetiniame lauke dėl Lorencio jėgos poveikio [95].



38 Paveikslėlis. $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0;0.2$) sklaidžiamos THz spinduliuotės amplitudės priklausomybė nuo pasukimo kampo aplink normalę.

Greitai besikeičianti foto-srovė puslaidininkio paviršiuje gali susidaryti dėl dviejų fizikinių efektų: foto-sužadintų krūvininkų judėjimo paviršiniame elektriniame lauke ir foto-Demberio efekto, kai foto-sužadinti krūvininkai atskiriami dėl skirtingo skylių ir elektronų judrio. Elektronai juda greičiau į kristalo tūrį, o į priešingą pusę judėjimas yra ribojamas paviršiaus. Tokiu būdu krūvininkai atskiriami ir susidaro kryptinga, laike greitai besikeičianti srovė. CdHgTe dėl siauro draustinių juostų tarpo paviršinis laukas yra palyginti mažas, todėl tikėtina, kad dominuojantis mechanizmas yra krūvininkų atskyrimas dėl skirtingų difuzijos greičių (foto-Demberio efektas).

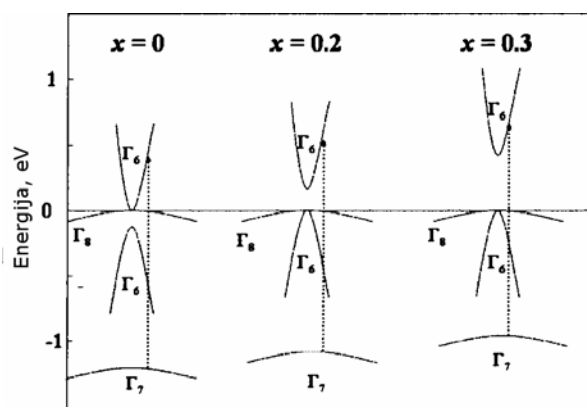


39 Paveikslėlis. $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$ spinduliuojamos THz elektrinio lauko amplitudės pokyčiai pridėjus priešingo poliškumo magnetinį lauką lygiagrečiai bandinio paviršiui.

Foto-Demberio įtampa V_D priklauso nuo elektronų temperatūros ir elektronų ir skylių judrių santykio kristale:

$$V_D = \frac{k_B T_e}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \left(1 + \frac{(b+1)\Delta n}{bn_0 + p_0} \right) \quad (28)$$

Čia n_0 ir p_0 pusiausvyrųjų elektronų ir skylių tankiai, Δn fotosužadintų krūvininkų tankis. Taigi pagal formulę (28) THz elektrinio lauko amplitudė turėtų būti proporcinga fotosužadintų elektronų perteklinei energijai.

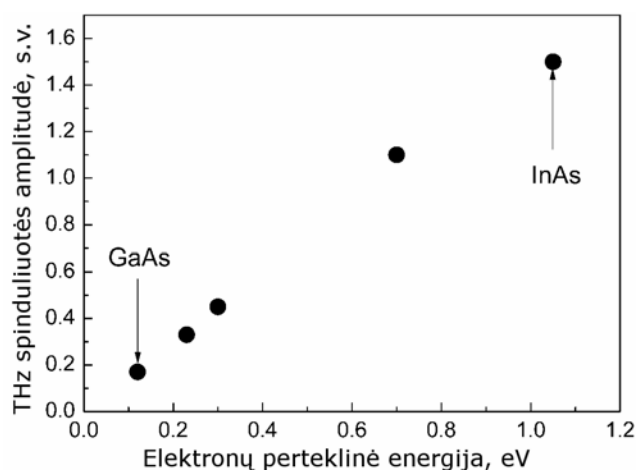


40 Paveikslėlis. $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ juostinė diagrama.

$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ lydinyje keičiant x nuo 0 iki 0.3 smarkiai keičiasi juostų struktūra, t.y. nuo pusmetalio HgTe atveju pereinama į puslaidininkį (40 pav.). Draustinių juostų tarpas keičiasi beveik tiesiškai keičiant x ir pasiekus $x=0.3$ draustinių juostų tarpas yra $E_g = 0.35$ eV. Spin-orbitinės juostos Γ_7 padėtis keičiasi lėčiau negu draustinių juostų tarpas ir šiems bandiniams, keičiant x šios juostos padėtis sunkiųjų skylių juostos atžvilgiu yra $\Delta_0 = 1-1.2$ eV.

Ti:Safyro lazerio impulsų kvanto energija yra $h\nu = 1.51$ eV ir elektronai gali būti žadinami iš lengvųjų skylių, sunkiųjų skylių ir spin-orbitinės valentinių juostų. Didinant Cd kiekį lydinyje, foto-suzužadintųjų iš sunkiųjų ir lengvųjų skylių valentinių juostų perteklinė elektronų energija mažėja, todėl THz spinduliuotė turėtų būti generuojama prasčiau, o tai prieštarauja eksperimentiniams duomenims (37 pav.). Be to iš minėtų valentinių juostų

foto-sužadintų elektronų eregijos būtų labai didelės, todėl elektronai būtų sklaidomi į didelės efektinės masės ir todėl mažo judrio L slėnį, kurio padėtis CdHgTe junginyje yra ties 1.2-1.4 eV, o tai irgi mažintų foto-Demberio įtampą. Todėl tikėtina, kad daugiausia THz generavimą CdHgTe lydiniuose įtakoja šuoliai iš spin-orbitinės valentinės juostos į Γ_6 laidumo juostą (40 pav.). Daugiau informacijos apie THz spinduliuotės generavimo mechanizmą šioje medžiagoje suteikė matavimai žemose temperatūrose, aprašyti sekančiame skyrelyje (4.3).



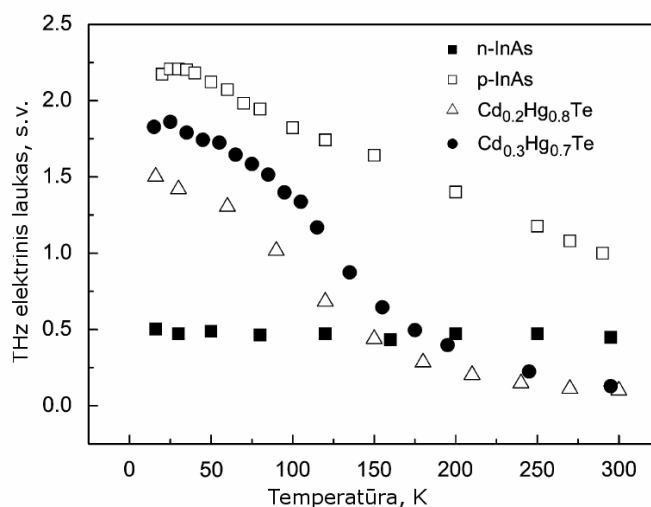
41 Paveikslėlis. InGaAs trinario junginio iš paviršiaus generuojamos THz spinduliuotės priklausomybė nuo elektronų perteklinės energijos.

Taigi, jei dominuojantis THz spinduliuotės generacijos mechanizmas yra foto-Demberio efektas, kuris įtakoja THz impulso atsiradimą tiesiogiai (dėl fotosrovės kitimo) ir netiesiogiai (indukuodamas EFIOR efektą), spinduliavimo efektyvumas didėja didinant elektronų perteklinę energiją. Tai puikiai iliustruoja $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sistemos tyrimas žadinant jų paviršių, 1.55 eV kvanto energijos, Ti:Safyro lazerio spinduliuote (41 pav.). InAs draustinės juostos tarpas yra 0.35 eV, o GaAs 1.4 eV, o elektronų perteklinės energijos 1.05 eV ir 0.15 eV atitinkamai. Kaip matome, generuojamos THz spinduliuotės amplitudė, didėjant elektronų perteklinei energijai, didėja tiesiškai.

4.3 THz spinduliuotės generavimas žemose temperatūrose

Atlikus THz spinduliuotės generavimo iš įvairių puslaidininkių paviršių eksperimentus žemose temperatūrose (nuo 300 iki 15 K) nustatyta, kad žeminant temperatūrą generacijos efektyvumas daugiau ar mažiau, tačiau didėja visuose siauratarpiuose puslaidininkiuose. Gardelės temperatūros mažėjimas lemia krūvininkų tankio ir sklaidos mažėjimą, o tai įtakoja generacijos efektyvumą. Didžiausias generuojamos THz spinduliuotės amplitudės padidėjimas gautas eksperimentuojant su CdHgTe.

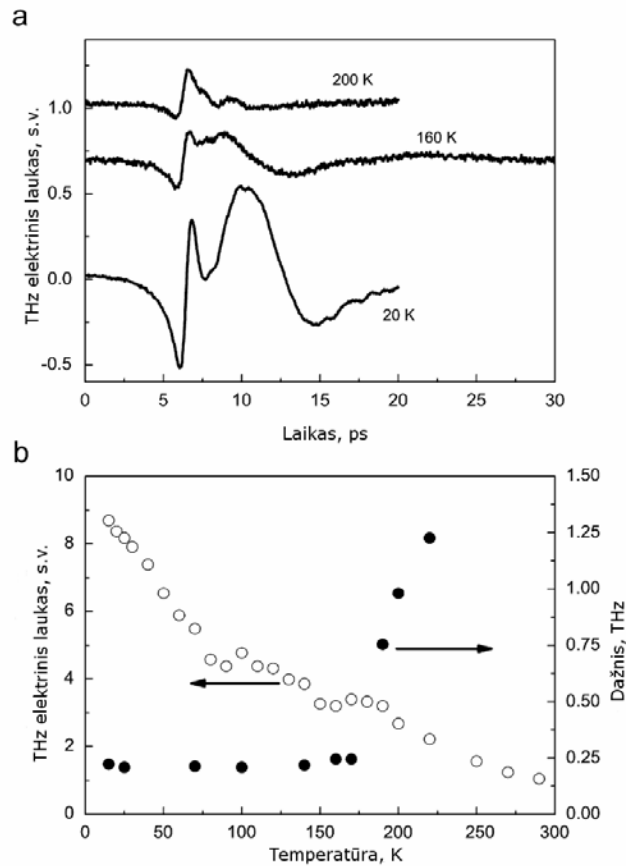
Bandiniai buvo žadinami 150 mW vidutinės galios Ti:Safyro lazerio spinduliuote. Lazerio spinduliuotės kritimo kampas buvo artimas 45° . Bandinių šaldymui naudotas „Oxford Instruments“ uždaro ciklo helinis kriostatas su keturiais langais pagamintais iš kvarco ir teflono. Kvarcas yra skaidrus optiniame diapazone, o teflonas teraherciniame. Atitinkamai kvarco langas naudotas žadinančiojo lazerio spinduliuotei patekti į kriostato vidų, o per tefloninį langą buvo išspinduliuojami THz impulsai iš kriostato. Registruojama buvo detektoriumi aprašytu skyrelyje „2.5.1 Fotolaidūs impulsiniai THz spinduliuotės detektoriai“. THz spinduliuotės fokusavimui į detektorių naudotas 90° metalinis parabolinis veidrodis.



42 Paveikslėlis. THz elektrinio lauko, išspinduliuoto iš įvairių siauratarpių puslaidininkių paviršių, priklausomybė nuo temperatūros.

Tirti n ir p-tipo InAs kristalai (elektronų tankis kambario temperatūroje $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), n-tipo InSb (elektronų tankis skysto azoto temperatūroje $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) ir $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ bei $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ epitaksiniai sluoksniai auginti ant CdTe padėklų. InAs ir InSb kristalai buvo išpjauti (111) plokštuma, o CdHgTe bandiniai (100). Įvairių siauratarpių puslaidininkių generuojamos THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudės palyginimas skirtingose temperatūrose pavaizduotas 42 pav. Kambario temperatūroje, kai vidutinė žadinimo energija yra $0,017 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, stipriausias spinduliavimas buvo užregistruotas iš p-tipo InAs paviršiaus. THz spinduliuotės amplitudė iš n-tipo InAs buvo maždaug du kart mažesnė, o InSb bei CdHgTe bandinių skleidžiamos THz spinduliuotės amplitudė vos siekė 10 % p-tipo InAs generuojamos amplitudės. Sumažinus aplinkos temperatūrą, vaizdas pasikeičia ir CdHgTe pasidaro pakankamai efektyvus paviršinis emiteris. CdHgTe generuojamos amplitudės pokytis žeminant temperatūrą yra apie 15-17 kartų, kai tuo tarpu InAs generuojamos THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudė padidėja 1,2-2 kartus.

InSb skleidžiamos THz spinduliuotės amplitudė žemose temperatūrose taip pat markiai išauga. Duomenys, gauti eksperimentuojant su šiuo puslaidininkiu, pateikti 43 pav. Temperatūros žeminimas šiuo atveju ne tik padidina skleidžiamos THz spinduliuotės amplitudę (keičiant temperatūrą nuo 300 iki 15 K impulso amplitudė padidėja apie 9 kartus), bet ir pakeičia impulso laikinės charakteristikos formą. Žemesnėje nei 150 K temperatūroje, iškart po greito pradinio impulso atsiranda lėtesnė, mažesnio dažnio osciliacija 43a pav. Tolimesnis temperatūros žeminimas lemia šios lėtesniosios osciliacijos amplitudės didėjimą, o dažnis tuo tarpu mažėja.



43 Paveikslėlis. a) Iš InSb kristalo paviršiaus generuojamo THz impulso forma įvairiose temperatūrose, b) THz elektrinio lauko amplitudės ir lėtesniosios osciliacijos dažnio pokytis keičiantis temperatūrai.

Yra keletas priežasčių, kodėl žeminant temperatūrą didėja THz spinduliuotės generavimo efektyvumas iš siauratarpių puslaidininkių paviršiaus. InAs fotosužadintų elektronų perteklinės energijos, žeminant temperatūrą, mažėja, nes didėja draustinės energijos tarpas, bet dėl didelio InAs laidumo juostos neparaboliškumo, tai turi labai mažą įtaką grupiniam elektronų greičiui. Kadangi fotosužadinti elektronai išlieka karšti viso THz impulso generacijos metu, temperatūros sumažėjimas mažai įtakoja jų sklaidą. Kita vertus, paviršinis laukas didėja, kadangi jis priklauso nuo pusiausvyrų krūvininkų ir Debajaus ekranavimo ilgio, kuris žeminant temperatūrą mažėja, o draustinių juostų tarpas savo ruožtu auga. Dėl aukščiau išvardintų priežasčių nedidelis THz spinduliuotės generuojamos amplitudės padidėjimas žemose

temperatūrose n-InAs atveju ir kur kas ženklesni pokyčiai p-InAs atveju patvirtina, kad pagrindinis THz spinduliuotės generavimo mechanizmas InAs yra EFIOR efektas.

Abiejuose InAs kristaluose legiravimo lygis viršijo savąjį krūvininkų tankį visame temperatūrų diapazone. InSb atveju situacija buvo kiek kitokia. Aukštesnėje nei 150K temperatūroje dominavo savieji krūvininkai. Šiame puslaidininkyje, krūvininkų tankio sumažėjimas šaldant kristalą gali sustiprinti paviršinį lauką. Taip pat kaip ir InAs atveju, THz spinduliuotės emisijos efektyvumo padidėjimą žemose temperatūrose sunku paaiškinti srovių efektais, taigi eksperimentiniai duomenys rodo, kad šiame puslaidininkyje didelę įtaką THz spinduliuotės generacijai daro EFIOR efektas. Dar vienas InSb ypatumas yra antros osciliacijos atsiradimas žemesnėje nei 150K temperatūroje (43 pav.). Šios osciliacijos dažnis žeminant temperatūrą mažėja, o amplitudė auga. Kadangi temperatūrų diapazonas, kuriame vyksta didžiausi osciliacijos dažnio pokyčiai, sutampa su temperatūra, kurioje savųjų krūvininkų tankis susilygina su priemaišų tankiu, galima daryti prielaidą, kad ši lėtesnioji (mažesnio dažnio) impulso laikinės priklausomybės dalis yra elektronų plazmos osciliacija. Ši prielaida patvirtinama lyginant skaičiavimo (pagal 29 formulę) rezultatus su eksperimentiniais duomenimis. Skaičiuojant gautos plazminio dažnio vertės yra panašios į eksperimentiškai nustatytas.

Plazminis dažnis aprašomas formule:

$$\omega_p = \sqrt{e^2 n / \epsilon_s \epsilon_0 m_n} \quad (29)$$

čia n yra elektronų tankis, ϵ_s kristalo dielektrinis laidumas, m_n elektrono efektinė masė.

Didžiausi generuojamos THz elektrinio lauko amplitudės pasikeitimai buvo užregistruoti, eksperimentuojant su CdHgTe bandiniais. Skirtingai nei InSb ar InAs atveju CdHgTe kristale draustinių energijų tarpas žeminant temperatūrą mažėja [96], todėl elektronų perteklinė energija auga. Taipogi

$\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ bandinyje žeminant temperatūrą mažėja pusiausvyrų krūvininkų koncentracija, o tai mažina paviršinio lauko ekranavimo efektą, bei fotosužadintų krūvininkų, dalyvaujančių THz generavime, elektron-elektroninę sklaidą. Toks žymus generuojamos THz spinduliuotės amplitudės augimas rodo, kad CdHgTe bandiniuose kaip ir InAs, elektronai žadinami į laidumo juostos Γ slėnį (žadinimui naudojant Ti:Safyro lazerį, kurio kvanto energija yra 1.55 eV). Taigi papildomi laidumo juostos slėniai šioje medžiagoje yra aukščiau nei 1.55eV nuo valentinės juostos viršaus. Šiuo metu nėra pakankamų įrodymų, kad CdHgTe egzistuoja EFIOR efektas, nors eksperimentai atlikti su germaniu [97] rodo, kad šis efektas turėtų pasireikšti visuose fotosužadintuose puslaidininkiuose, todėl negalima atmesti galimybės, kad žemose temperatūrose EFIOR efektas gali būti stebimas ir CdHgTe.

Taigi, reziumuojant galima teigti, kad žemose temperatūrose žadinant Ti:Safyro lazeriu, CdHgTe yra ne blogesnis paviršinis emiteris už p-InAs. Toks ženklus THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudės užaugimas žemose temperatūrose gali būti paaiškintas elektronų perteklinės energijos didėjimu, bei elektronų sklaidos mažėjimu.

5. THz spinduliuotės žadinimo spektrai

Jau pirmieji paviršinės THz impulsų emisijos iš fs lazeriu apšviestų puslaidininkų paviršių tyrimai parodė, kad jos intensyvumas priklauso ne tik nuo medžiagos savybių, bet ir nuo lazerio spinduliuotės bangos ilgio. THz impulsų amplitudę lemia nemažai faktorių, susijusių su fotosužadintų elektronų ir skylių dinamika puslaidininkyje.

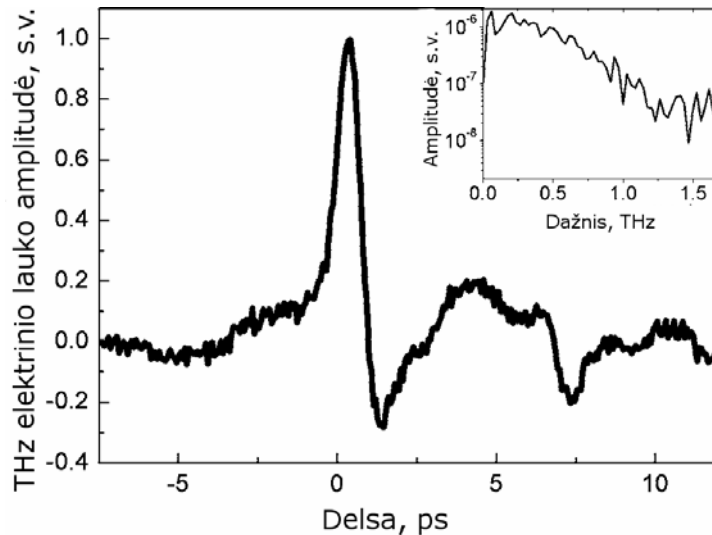
Ieškant pačių efektyviausių paviršinių emiterių yra tikslinga matuoti puslaidininkio spinduliuojamų THz impulsų amplitudės priklausomybę nuo fs lazerio kvanto energijos. Tokie matavimai be grynai praktinės reikšmės yra vertingi ir puslaidininkų parametrų nustatymo požiūriu.

Šiame disertacijos skyriuje parodysime, kaip THz spinduliuotės priklausomybes nuo lazerio kvanto energijos, galima panaudoti nustatant papildomų, šalutinių laidumo juostų slėnių padėtį. Šis medžiagos parametras ženkliai įtakoja elektronų dreifinius greičius stipriuose elektriniuose laukuose; nuo jo priklauso ir įvairių ribotų matmenų puslaidininkų darinių energijos lygmenų struktūra.

5.1 THz žadinimo spektroskopija

Atliekant eksperimentus su keičiamo bangos ilgio spinduliuote, naudotas Kero lęšio modų sinchronizacijos Ti:Safyro lazeris „Tsunami 3941-M3S“ pagamintas „Spectra physics“. Šis lazeris generavo 65 fs trukmės, keleto nJ energijos impulsus 82 MHz pasikartojimo dažniu. Iš osciliatoriaus išeinantys impulsai buvo stiprinami „čirpuotos bangos“ regeneratyviniu stiprintuvu „Superspitfire“ pagamintu taip pat „Spectra physics“. Iš šio stiprintuvo išeinančiais impulsais, kurių centrinis bangos ilgis 804 nm, trukmė 120 fs, pasikartojimo dažnis 1 kHz, o energija 2,3 mJ buvo kaupinamas optinis parametrinis osciliatorius „Topas“ pagamintas „Šviesos konversijoje“. Šiame optiniame parametriniame generatoriuje naudojamas II tipo suderintų fazių BBO (beta bario borato) kristalas. Kaupinant šį kristalą gaunami du tuo pačiu keliu einantys spinduliai: signalinis (signal) ir šalutinis (idler), kurių bangos ilgiai gali būti keičiami 1200-1610 nm ir 1610-2440 nm atitinkamai. Atliekant matavimus šiuose diapazonuose nereikalingas bangos ilgis buvo filtruojamas spalvotais sugeriančiais filtrais. Perderinant bangos ilgį, buvo keičiami ir filtrai, nes keisdavosi ir nereikalingos spinduliuotės bangos ilgis. Norint gauti perderinamą spinduliuotę 600-930 nm bei 930-1200 nm naudojama antros harmonikos generacija iš signalinio ir šalutinio spindulių. Nereikalingų bangos ilgių nufiltravimui naudoti plačiajuosčiai dielektriniai veidrodžiai. Norint visiškai nufiltruoti nereikalingus bangos ilgius spinduliuotė buvo atspindima mažiausiai nuo dviejų tokių veidrodžių. Papildomai naudoti dar ir sugeriantys spalvoti filtrai. Diapazone 930-1200 nm matavimų rezultatai nebuvo patikimi dėl silpnos ir nestabilios spinduliuotės generacijos. Šiame diapazone

spinduliuotė, kaip jau minėta, generuojama naudojant antrą šalutinės spinduliuotės harmoniką. Dirbant 600-930 nm diapazone, patikimai matuoti buvo įmanoma tik 600-795 nm ribose. Matavimų diapazone virš 850 nm gautieji rezultatai buvo nepatikimi dėl filtrų trūkumo. O ties 800 nm matavimams trukdė likutinė kaupinančiojo lazerio spinduliuotė (centrinis dažnis 804 nm).



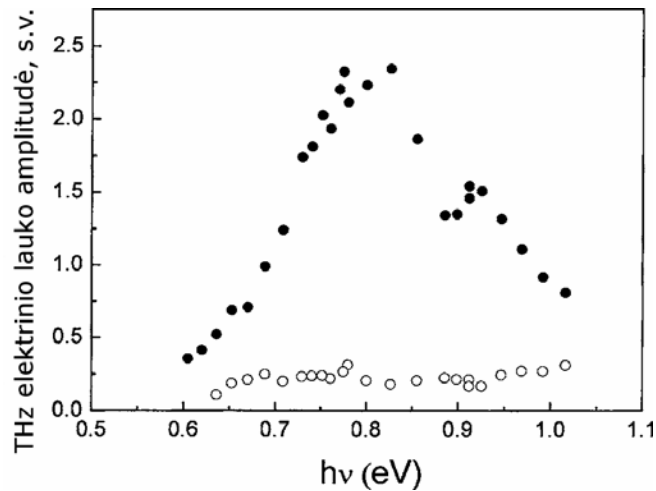
45 Paveikslėlis. THz spinduliuotės impulsas ir jo Furjė spektras užregistruoti fotolaidžiu detektoriumi pagamintu iš žematemperatūrinio GaAs. THz spinduliuotė generuota n-InAs paviršių apšviečiant $10\mu\text{J}$ energijos impulsais.

THz signalo koherentinei detekcijai buvo atšakojama 804 nm bangos ilgio spinduliuotė prieš optinį parametrinį generatorių. Registravimui naudoti ir fotolaidūs detektoriai ir elektrooptinis ZnTe kristalas. Pirmiausia daryti eksperimentai naudojant fotolaidžius detektorius. Pastarieji buvo pagaminti iš žematemperatūrinio GaAs fotolitografijos būdu suformavus kontaktus. Tarp tarp kontaktų buvo 1-2 mm. Dėl didelių impulso energijų čia buvo neįmanoma naudoti tokios konfigūracijos fotolaidžius detektorius, kaip aprašyti skyrelyje „3.0 Fotolaidūs emiteriai ir detektoriai – konstrukcija ir gamyba“. THz spinduliuotė buvo fokusuojama paraboliniiais veidrodžiais ir tefloniniais lęšiais.

Fotolaidūs detektoriai dėl didelio tarpo tarp kontaktų buvo neefektyvūs, todėl vėliau pereita prie elektrooptinio strobavimo naudojant ZnTe kristalą.

4.5.1 InSb ir InAs tyrimai

Pirmiausia buvo tirti nelegiruoto InSb ($n=2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\mu=6 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) ir n-InAs ($n=2.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\mu=4.3 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) monokristalai išpjauti (111) plokštuma. Vidutinė žadinimo energija tiriant šiuos bandinius buvo $10 \mu\text{J}/\text{impulse}$. Žadinančiojo spindulio diametras 8,5 mm. Spindulio kritimo į bandinio plokštumą kampas apie 45° . THz spinduliuotė į fotolaidų detektorius



46 Paveikslėlis. Iš InSb paviršiaus generuojamos THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudės priklausomybė nuo žadinančiojo lazerio spinduliuotės kvanto energijos azimutinės priklausomybės minimume (tuščiaviduriai skrituliukai) ir maksimume (nuspalvinti skrituliukai).

fokusuota tefloniniu lęšiu. Registruojant iš paviršiaus generuojamą spinduliuotę gauta impulso laikinė forma ir Furjė spektras pavaizduoti 45 pav., o 46 pav. atidėta iš InSb paviršiaus generuojamo THz spinduliuotės impulso amplitudės priklausomybė nuo žadinančiosios lazerio spinduliuotės fono energijos. Šioje priklausomybėje ties 0,77 eV aiškiai matoma smailė. Didėjant žadinančiosios lazerio spinduliuotės fotonų energijai foto-sužadintieji elektronai įgauna vis didesnes perteklines energijas, dėl ko keičiasi jų judėjimo greitis ir sklaida. Ypač staigus šių savybių pasikeitimas stebimas, kai foto-sužadintų elektronų perteklinė energija susilygina su aukštesniųjų laidumo

slėnių padėtimis. Prasidėjus tarpslėninei sklaidai, mažėja generuojamos THz spinduliuotės amplitudė, nes elektronai patenka į didesnės efektinės masės ir mažesnio judrio L laidumo slėnį. Dėl aukščiau paminėtos priežasties THz spinduliuotės amplitudės smailė gaunama žadinant įvairios kvanto energijos fotonais gali būti naudojama apskaičiuoti tarpslėninį atstumą ir tokiu būdu nustatyti laidumo slėnio L padėtį. Tarpslėninis atstumas yra lygus elektrono perteklinei energijai 46 pav. vaizduojamos smailės viršūnėje. O perteklinė energija gali būti apskaičiuojama pasinaudojus formulėmis aprašančiomis energijos tvermės dėsnį fotono sugerties proceso metu:

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = h\nu - \varepsilon_g \quad (30)$$

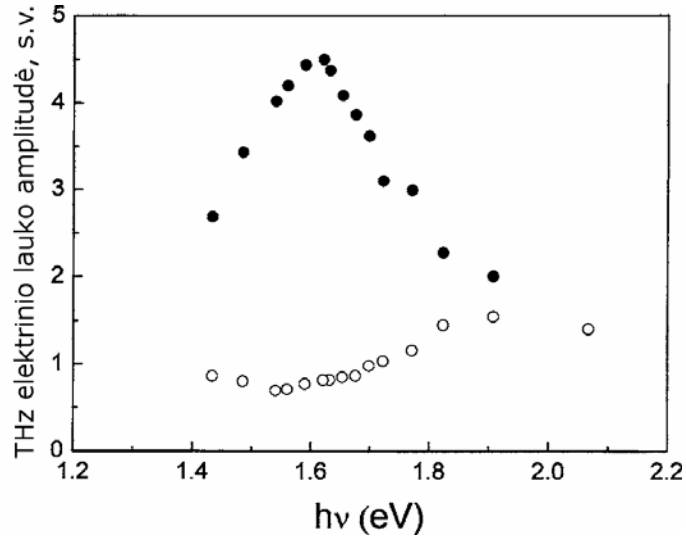
$$\varepsilon_1(1 + \alpha\varepsilon_1)m_e = \varepsilon_2 m_{hh} \quad (31)$$

Čia ε_1 yra elektronų perteklinė energija, ε_2 - sunkiųjų skylių perteklinė energija, ε_g - draustinių energijų tarpas, m_e ir m_{hh} - elektronų ir sunkiųjų skylių efektinės masės, o α laidumo juostos neparaboliškumo koeficientas. Pasinaudojus InSb parametrais iš 7 lentelės apskaičiuota, kad tarpslėninis tarpas InSb $\Delta_{TL} = 0.53\text{eV}$. Tuo pačiu būdu pasinaudojus 7 lentelėje pateiktais duomenimis ir matavimų rezultatais pavaizduotais 48 pav. apskaičiuotas n-InAs tarpslėninis atstumas $\Delta_{TL} = 1.08\text{ eV}$. Gautieji rezultatai koreliuoja su rezultatais gautais matuojant tarpslėninius atstumus kitais metodais [99].

7 Lentelė. InSb ir InAs energijos juostų parametrai [99].

Medžiaga	Draustinių juostų tarpas, (eV)	Elektrono efektinė masė	Sunkiųjų skylių efektinė masė	Neparaboliškumo koeficientas, (eV ⁻¹)	Spin-orbitinis išplitimas (eV)
InSb	0,18	0,013	0,43	5,55	0,81
InAs	0,36	0,022	0,51	2,44	0,4

Taigi iš atliktų tyrimų akivaizdu, kad norint paviršinius emiterius naudoti efektyviam THz impulsų generavimui, medžiaga turi būti parenkama atsižvelgiant į naudojamo femtosekundinio lazerio kvanto energiją.



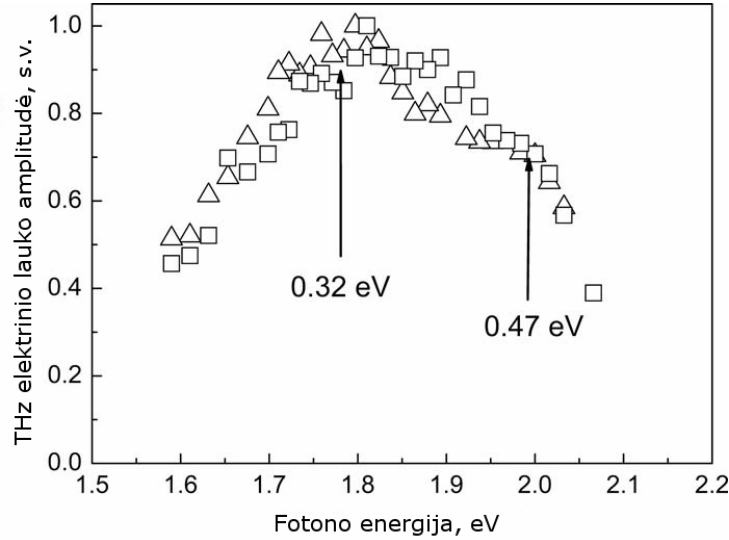
48 Paveikslėlis. Iš InAs paviršiaus generuojamos THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudės priklausomybė nuo žadinančiojo lazerio spinduliuotės kvanto energijos azimutinės priklausomybės minimume (tuščiaviduriai skrituliukai) ir maksimume (nuspalvinti skrituliukai).

Ištyrus iš InSb ir InAs generuojamos THz spinduliuotės priklausomybę nuo žadinančiosios spinduliuotės bangos ilgio 0,6-2 μm ribose, buvo nustatyti tarpšlėniniai tarpai šiose medžiagose. Šiais eksperimentais buvo pademonstruota THz spinduliuotės pritaikymo puslaidininkių tyrimuose galimybė siekiant išmatuoti energijos juostų parametrus, kurių neįmanoma nustatyti kitais matavimo metodais.

4.5.2 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tyrimai

Analogiški eksperimentai kaip aprašyti ankstesniame skyrelyje buvo atlikti su keletu GaAs-InAs šeimos junginių. Matuota ribose nuo 600 iki 800 nm (GaAs $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$ $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$) ir nuo 1200 iki 2000 nm (InAs). Gautų priklausomybių kreivės turėjo plačius pikus iš kurių pavyko nustatyti X ir L laidumo slėnių padėtis. Išmatavus (100) ir (111) kristalografinėmis

plokštumomis išpjautus GaAs kristalus gauti rezultatai vaizduojami 49 pav. THz spinduliuotės impulso amplitudė, žadinant skirtingais bangos ilgiais, buvo sunormuota į vienodą fotonų skaičių. Kaip matome, didėjant žadinančios spinduliuotės fotono energijai THz spinduliuotės amplitudė didėja, kol fotono energija pasiekia 1,8 eV. Po to seka amplitudės mažėjimas, kuris pagreitėja viršijus 2 eV fotono energiją.



49 Paveikslėlis. THz spinduliuotės amplitudės priklausomybė nuo žadinančiosios lazerio spinduliuotės fotono energijos. Kvadratais vaizduojami rezultatai gauti su (100) plokštuma išpjautu GaAs bandiniu, o trikampiais (111). Elektronų perteklinės energijos, kai pradeda reikštis sklaida į X ir L laidumo slėnius, nurodytos rodyklėmis.

Pagal šias charakteringas fotonų energijas, 49 pav. pažymėtas rodyklėmis ir apskaičiuoti tarpsėniniai tarpai. Iš energijos tvermės dėsnio seka:

$$h\nu = \varepsilon_g + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \quad (32)$$

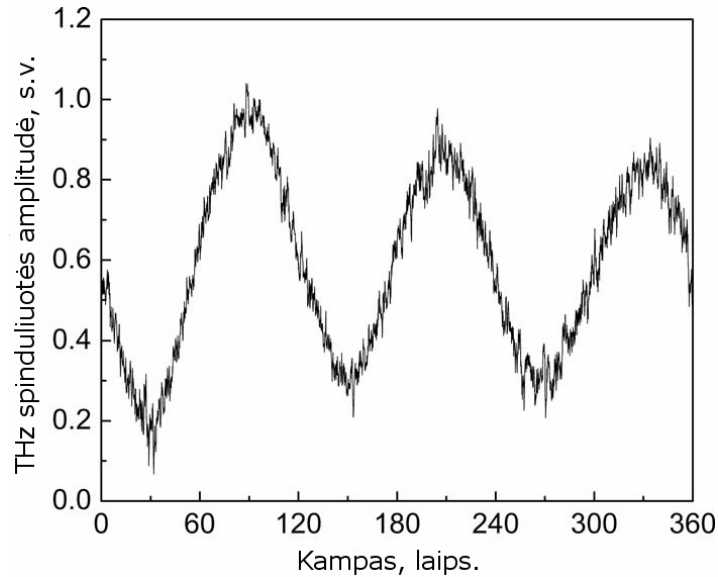
ε_g - draustinių juostų tarpas, ε_1 ir ε_2 - skylių ir elektronų perteklinės energijos atitinkamai. Parabolinis energijos dispersijos dėsnis atrodo taip:

$$\varepsilon_1 = \frac{m_r}{m_e} (h\nu - \varepsilon_g), \varepsilon_2 = \frac{m_r}{m_h} (h\nu - \varepsilon_g), \frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}. \quad (33)$$

m_e ir m_h čia elektronų ir skylių efektinės masės atitinkamai. Pagal (32) ir (33) apskaičiuotos elektronų perteklinės energijos vėliau gali būti naudojamos tarpslėniniam atstumui apskaičiuoti pasinaudojant formule:

$$\Delta\varepsilon_{iv} = \varepsilon_2 + \hbar\omega_{iv} \quad (34)$$

$\hbar\omega_{iv}=0.0035$ eV yra tarpslėninių fononų energija GaAs kristalui. Tokiu būdu apskaičiuoti tarpslėniniai tarpai yra 0.32 ir 0.47 eV (L ir X slėniams atitinkamai). Gautieji rezultatai visiškai sutampa su GaAs parametrais nurodomais knygoje [100].

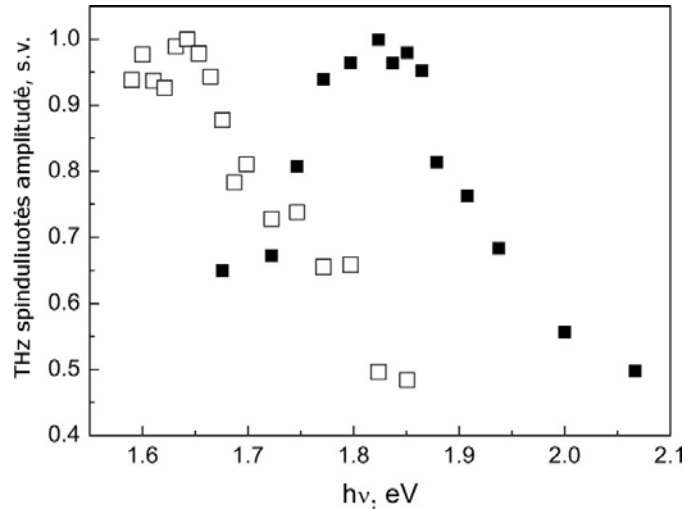


50 Paveikslėlis. Iš (111) plokštuma išpjauto GaAs bandinio generuojamos THz spinduliuotės azimutinė priklausomybė, žadinant 710 nm bangos ilgio, $10\mu\text{J}/\text{cm}^2$ vidutinės energijos femtosekundiniais impulsais.

Nuosavas paviršinis elektrinis laukas pusiau-izoluojančio GaAs atveju yra silpnas. Todėl tikėtina, kad stebima priklausomybė nuo žadinančiosios lazerio spinduliuotės bangos ilgio atsiranda dėl fotosužadintų elektronų ir skylių atskyrimo paviršiniame sluoksnyje (foto-Demberio efektas). Tokiu būdu susikuria trumpalaikis, pakankamai stiprus paviršinis elektrinis laukas. Fotosužadinti elektronai į kristalo tūrį juda kvazibalistiškai. Elektronai žadinami į Γ laidumo slėnį. Vidutinis sklaidos poliniais-optiniais fononais laikas yra 170 fs.

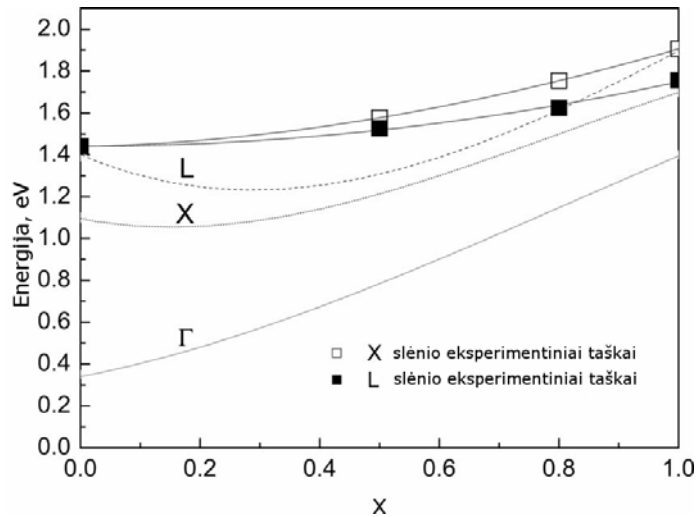
Sklaidoma daugiausia mažais kampais ir tai mažai keičia elektronų judėjimo kryptį. Padidėjus elektronų perteklinei energijai tiek, kad ji tampa didesnė už Γ - L tarpslėninį tarpą elektronai pradeda sklaidyti į L slėnį. Ši sklaida trumpina foto-sužadintų elektronų gyvavimo trukmes, tačiau vidutinis sklaidos Γ - L tarpslėniniais fononais laikas yra pakankamai ilgas ir siekia apie 400 fs [101], todėl šios sklaidos įtaka kvazibalistiniam elektronų judėjimui yra menka. Didesnio efekto reiktų tikėtis, kai perteklinė energija viršija Γ - X tarpslėninį tarpą, nes vidutinis sklaidos laikas tarp šių slėnių yra 40-60 fs [101].

Foto-Demberio efekto įtaka THz impulso generavimui pasireiškia dviem būdais: THz impulsas gali būti išspinduliuojamas dėl susižadinusios fotosrovės puslaidininkio paviršiuje arba netiesinio optinio lyginimo efekto paviršiniame elektriniame lauke, kuris susidaro dėl fotosužadintų krūvininkų atskyrimo esant skirtingiems elektronų ir skylių judriams. Taigi elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo proceso metu, lazerio impulso pradinė dalis sukuria stiprų paviršinį elektrinį lauką, o vėliau šiam susidariusiam laukui sąveikaujant su lazerio impulso uodega, išspinduliuojamas THz impulsas. Standartinis eksperimentas, norint atskirti šiuos THz spinduliuotės generavimo mechanizmus, yra bandinio sukimas aplink azimutinę ašį (normalę). Tokiu būdu sukant bandinį THz spinduliuotės dalis generuojama dėl fotosrovės paviršiniame lauke išliks vienoda, o dėl elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo efekto atsirandančios THz spinduliuotės amplitudės vertė keisis priklausomai nuo žadinančios spinduliuotės kampo kristalografinių ašių atžvilgiu. Atlikus eksperimentą su (111) orientacijos GaAs bandiniu gauta priklausomybė pavaizduota 50 pav. Žadinama buvo 710 nm bangos ilgio lazerio spinduliuote. Kaip matome gauta $\sin^3\theta$ priklausomybė, o tai įrodo elektriniu lauku indukuoto optinio lyginimo efekto dominavimą, generuojant THz spinduliuotę iš GaAs paviršiaus.



51 Paveikslėlis. $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ bandinių, kai $x=0.8$ (nuspalvinti kvadratėliai), 0.47 (tuščiaviduriai kvadratėliai); priklausomybės nuo žadinančiosios lazerio spinduliuotės fotono energijos.

Vėliau lygiai tokie pat eksperimentai buvo atlikti su $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ bandiniais. Eksperimentuose naudoto $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ epitaksinis sluoksnis buvo auginamas ant suderintos gardelės konstantos InP padėklo, $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$ taip pat auginamas epitaksiniu būdu, tačiau auginant naudotas GaAs padėklas. Šių matavimų apdoroti rezultatai vaizduojami 51 pav. Kaip ir GaAs atveju priklausomybių nuo žadinančiosios spinduliuotės kreivių smailės yra plokščios, o tai leidžia išskirti Γ -L ir Γ -X tarpslėninius tarpus šiuose trikomponenčiuose lydiniuose. Įskaičiavus laidumo juostų neparaboliškumą, apskaičiuoti tarpslėniniai tarpai vaizduojami 52 pav., kartu šiame paveikslėlyje vaizduojami InAs rezultatai aptarti skyrelyje “4.5.1 InSb ir InAs tyrimai”, bei kitų autorių nurodomi GaInAs lydinių tarpslėniniai tarpai rasti internetiniame tinklapyje [102].



52 Paveikslėlis. Γ , X ir L slėnių padėties kitimas $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ lydiniuose keičiantis parametrai x . Taškai atitinka eksperimento duomenis, o brūkšniuotos linijos paimtos iš tinklapio [102].

Taigi, THz spinduliuotės spektriniai matavimai yra galingas įrankis puslaidininkų aukštesniųjų laidumo slėnių nustatymui. $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ atveju šie duomenys yra svarbūs gaminant įvairius prietaisus. Tiksliai žinant aukštesniųjų slėnių padėtis galima nustatyti maksimalų įmanomą tranzistorių dažnį, slenkstinius laukus Gunn dioduose ar heterostrukūrų barjerų aukštį.

Išvados

1. Sukurta laikinės THz spektroskopijos sistema, leidžianti tirti THz spinduliuotės emisiją iš Ti:Safyro lazeriu apšviestų puslaidininkų paviršių.
2. THz impulsų, generuojamų InAs paviršiuje, amplitudė priklauso nuo kristalo legiravimo laipsnio ir yra maksimali p-InAs kristaluose su skylių tankiu artimu $10^{16-17} \text{ cm}^{-3}$.
3. GaBiAs yra tinkama medžiaga gaminti fotolaidiems detektoriams ir emiteriams, žadinamiems 1 μm bangos ilgio lazerio impulsais.

4. Vienas pagrindinių efektų lemiančių THz dažnio spinduliuotės impulsų generavimą žadinant InAs paviršių femtosekundinio lazerio impulsais yra elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas.
5. $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0;0.2;0.3$) (100) paviršiuose generuojamos THz spinduliuotės amplitudė nuo azimutinio kampo nepriklauso ir yra daugiau nei 10 kartų mažesnė nei InAs atveju.
6. Žeminant temperatūrą THz spinduliuotės generacijos efektyvumas didėja visuose siauratarpiuose puslaidininkiuose. Gardelės temperatūros mažėjimas lemia krūvininkų tankio ir sklaidos mažėjimą, o tai įtakoja generacijos efektyvumą. Didžiausias generuojamos THz spinduliuotės amplitudės padidėjimas temperatūrų diapazone nuo 300 iki 10K yra stebimas CdHgTe kristaluose.
7. THz žadinimo spektroskopijos būdu nustatyti tarpslėniniai atstumai InSb ir InAs laidumo juostose yra lygūs 0.53 ir 1.08 eV, atitinkamai.
8. THz žadinimo spektroskopijos būdu nustatyti tarpslėniniai atstumai GaAs-InAs lydiniuose. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ atveju tarpslėninis atstumas Γ -L keičiasi pagal dėsnį $0.32+0.8 \cdot x$, o Γ -X pagal dėsnį $0.47+0.7 \cdot x$.

Literatūros sarakšas

1. D.H. Auston, K.P. Cheung, P.R. Smith, Applied Physics Letters **45** (1984) 284–286.
2. John F. Federici, Brian Schulkin, Feng Huang¹, Dale Gary, Robert Barat, Filipe Oliveira and David Zimdars, Semicond. Sci. Technol. **20** (2005) 266–280.
3. Y. C. Shen,^a T. Lo, P. F. Taday, B. E. Cole, W. R. Tribe, and M. C. Kemp, Applied Physics Letters **86** (2005) 241116.
4. J.B. Jackson, M. Mourou, J.F. Whitaker, I.N. Duling, S.L. Williamson, M. Menu and G.A. Mourou, Optics Communications **281** (2008) 527-532.
5. W. Kohler, L. Kohler, M. Panzner, U. Klotzbach, E. Beyer, S. Winnerl, M. Helm, F. Rutz, C. Jordens, M. Koch, T. Braunschweig, H. Leitner, Non-Destructive Investigation of Paintings with THz-Radiation, ECNDT 2006 - Poster 181.
6. II-VI and I-VII Compounds; Semimagnetic Compounds, Volume **41B**, Springer-Verlag 1999.
7. D. H. Auston, Appl. Phys. Lett. **26**, (1975) 101.
8. A. M. Johnson and D. H. Auston, Journal of Quantum Electronics, QE-11, (1975).
9. Chi H. Lee, Appl. Phys. Lett. **30**, (1977) 84.
10. F. W. Smith, H. Q. Le, V. Diadiuk, M. A. Hollis, A. R. Calawa, S. Gupta, M. Frankel, D. R. Dykaar, G. A. Mourou, and T. Y. Hsiang, Appl. Phys. Lett. **54**, (1989) 890.
11. Y. C. Shen, P. C. Upadhyya, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, I. S. Gregory, C. Baker, W. R. Tribe, and M. J. Evans, Appl. Phys. Lett. **85**, (2004) 164.
12. D. H. Auston and K. P. Cheung, "Coherent time-domain far-infrared spectroscopy," J. Opt. Soc. Am. B **2**, (1985) 606-612.
13. X.C. Zhang, B.B. Hu, J.T. Darrow, D.H. Auston, Applied Physics Letters **56** (1990) 1011–1013.
14. X.-C. Zhang, J. T. Darrow, B. B. Hu, D. H. Auston, M. T. Schmidt, P. Tham, and E. S. Yang Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 2228.
15. Ch. Fattigner and D. Grichkowsky, Applied Physics Letters **54** (1988) 490-492.
16. D. Dolfi, Th. Merlet, A. Mastreau and J. -P. Huignard, Applied Physics Letters **65** (1994) 2931-2933.
17. D.Dragoman, M.Dragoman, Progress in Quantum Electronics, **28** (2004) 1-66.

18. P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am. B* 3 (1), (1986) 125.
19. C. Weiss, R. Wallenstein, R. Beigang, *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000) 4160.
20. Nobuhiko Sarukura, Hideyuki Ohtake, Shinji Izumida and Zhenlin Liu, *J. Appl. Phys.*, **84** (1998) 654.
21. T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos, and H. Kurz, *Phys. Rev. B*, **53**, (1996) 4005.
22. S. L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B. I. Greene, P. N. Saeta, and A. F. J. Levi, *Phys. Rev. Lett.* **68**, (1992) 102.
23. P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai, and X.-C. Zhang, *J. Appl. Phys.* **91**, (2002) 5533.
24. C. Weiss, R. Wallenstein and R. Beigang, *Applied Physics Letters* **77** (2000) 4160.
25. P. C. M. Planken, C. E. W. M. van Rijmenam and R. N. Schouten, *Semicond. Sci. Technol.* 20 (2005) S121–S127.
26. M. Migita and M. Hangyo, *Applied Physics Letters* **79** (2001) 3437.
27. T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos, and H. Kurz, *Phys. Rev B*, **53** (1996) 4005.
28. T. Dekorsy, H. Auer, C. Waschke, H. J. Bakker, H. G. Roskos, and H. Kurz, *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 738.
29. A.V.Kuznetsov and C.J.Stanton, *Phys. Rev. B*, 51 (1995) 7555.
30. M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward and G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.* **9**, (1962) 446.
31. A. Geižutis, A. Krotkus, K. Bertulis, G. Molis, R. Adomavičius, A. Urbanowicz, S. Balakauskas, S. Valaika, Terahertz radiation emitters and detectors, *Optical Materials*, **30**, (2008) 786–788.
32. M.Suzuki, and M.Tonouchi, *Appl. Phys. Lett.*, **86** (2005) 16503-1–3.
33. J.Sigmund, C.Sydlo, H.L.Hartnagel, N.Baker, H.Fuess, F.Rutz, T.Kleine-Ostmann, and M.Koch, *Appl. Phys. Lett.*, **87** (2005) 252103.
34. K. Bertulis, A. Krotkus, G. Aleksejenko, V. Pacebutas, R. Adomavicius, G. Molis, and S. Marcinkevicius, *Appl. Phys. Lett.*, **88** (2006) 201112.
35. G. Molis, R. Adomavičius, A. Krotkus, K. Bertulis, L. Giniūnas, J. Pocius and R. Danielius, *Electronics letters*, **43** (2007).
36. H.M. Manasevit, and W.J. Simpson, *J. Appl. Phys.*, **35** (1964) 1349.
37. P. R. Smith, D. H. Auston, A. M. Johnson, and W. M. Augustyniak, *Appl. Phys. Lett.* **38** (1981) 47.

38. F.E.Doany and D.Grischkowsky, Appl. Phys. Lett., **52** (1988) 36.
39. K. P. H. Lui and F. A. Hegmann, J. Appl. Phys., **93** (2003) 9012.
40. V.L. Malevich, P.A. Ziaziulia, and I.S. Manak, Acta Physica Polonica A, **113** (2008) 887.
41. R. Adomavičius, G. Molis, A. Krotkus, Appl. Phys. Lett., **87** (2005) 1.
42. B.N Flanders, D.C. Arnett, N.F. Scherer, Quantum Electronics, **4** (1998) 353 - 359.
43. F. W. Smith, A. R. Calawa, Chang-Lee Chen, M. J. Manfra, L. J. Mahoney, IEEE Electron Device Letters, **9** (1988) 77-80.
44. D. C. Look, Thin Solid Films, **231** (1993) 61-73.
45. P. Kardoš, A. Forster, J. Betko, M. Morvic, J. Novak, Appl. Phys. Lett., **67** (1995) 983-985.
46. Z. Liliental-Weber, W. Swider, K. M. Yu, J. Kortright, F. M. Smith, A. R. Calawa, Appl. Phys. Lett., **58** (1991) 2153-2155.
47. D. D. Nolte, J. Appl. Phys., **9** (1999) 6259.
48. A. C. Warren, J. M. Woodall, J. L. Freeouf, D. Grischkowsky, D. T. McInturff, M. R. Melloch, N. Otsuka, Appl. Phys. Lett., **57** (1990) 1331-1333.
49. A. Claverie, F. Namavar and Z. Liliental-Weber, Appl. Phys. Lett. **62** (1993) 1271.
50. Lederer, M.J.Luther-Davis, B.Tan, H.H.Jagadish, C.Haiml, M.Siegner, U.Keller, Appl. Phys. Lett. **74** (1999) 1993.
51. M. B. Johnson, T. C. McGill, N. G. Paulter, Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 2424.
52. P. W. Juodawlkis, D. T. McInturff and S. E. Ralph Appl. Phys. Lett. **69** (1996) 4062.
53. S. Marcinkevicius, A. Krotkus, R. Viselga, U. Olin and C. Jagadish, Semicond. Sci. Technol. **12** (1997) 396.
54. G. Lin, W. Chen, C-S. Chang, S. Chao, K. Wu, T. M. Hsu, W. C. Li and C. Pan, IEEE J. Quantum Electron. **34** (1998) 1740.
55. C. Jagadish, H. H. Tan, J. Jasinski, M. Kaminska, M. Palczewska, A. Krotkus and S. Marcinkevicius Appl. Phys. Lett., **67** (1995) 1724.
56. C. Jagadish, H. H. Tan, A. Krotkus, S. Marcinkevicius, K. P. Korona and M. Kaminska Appl. Phys. Lett., **68** (1996) 2225.
57. A. Krotkus, J-L Coutaz, Semicond. Sci. Technol. **20** (2005) 142-150.
58. R. V. Ghita, C. Logofatu, C. Negrila, A. S. Manea, M. Cernea, M. F. Lazarescu Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, **7** (2005) 3033 - 3037.

59. R. Ludeke and G. Landgren, Phys. Rev. B, **33** (1986) 5526.
60. F. Ren, T. R. Fullowan, S. N. G. Chu, S. J. Pearton, W. S. Hobson, A. B. Emerson, J. of Electronic Materials, **20** (1991) 305.
61. D.B. Rutledge, S.E. Schwartz, A.T. Adams, Infrared Physics, **18** (1978) 713–729.
62. Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, L. Pfeiffer, J. Federici, Appl. Phys. Lett., **71** (1997) 2076–2078.
63. J.T. Darrow, X.C. Zhang, D.H. Auston, IEEE J. of Quantum Electronics, **28** (1992) 1607–1616.
64. S.G. Park, A.M. Weiner, M.R. Melloch, C.W. Seiders, A.J. Taylor, IEEE J. of Quantum Electronics, **35** (1999) 1257–1268.
65. P.K. Benicewicz, J.P. Roberts, A.J. Taylor, J. of Optical Society America B, **11** (1994) 2533–2546.
66. W. M. Chen, P. Dreszer, A. Prasad, A. Kurpiewski, W. Walukiewicz, E. R. Weber, E. Sorman, B. Monemar, B. W. Liang and C. W. Tu, J. Appl. Phys. **76** (1994) 600.
67. C. Carmody, H. Boudinov, H. H. Tan, C. Jagadish, M. J. Lederer, V. Kolev, B. Luther-Davies, L. V. Dao and M. Gal, J. Appl. Phys. **92** (2002) 24.
68. C. Carmody, H. H. Tan, C. Jagadish, A. Gaarder and S. Marcinkevicius, J. Appl. Phys. **94** (2003) 1074.
69. H. Kunzel, J. Bottcher, R. Gibis and G. Urmann, Appl.Phys.Lett., **61** (1992) 1347.
70. R. Takahashi, Y. Kawamura, T. Kagawa and H. Iwamura, Appl. Phys.Lett., **65** (1994) 1790.
71. K. Biermann, D. Nickel, K. Reimann, M. Woerner and T. Elsaesser, Appl. Phys. Lett., **80** (2002) 1936.
72. D. Vignaud, J-F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknounge and F. Molloy, Appl. Phys. Lett., **80** (2002) 4151.
73. L. Joulaud, J. Mangeney, J-M. Lourtioz, P. Crozat and G. Patriarche, Appl. Phys. Lett., **82** (2003) 856.
74. C. Carmody, H. H. Tan, C. Jagadish, A. Gaarder and S. Marcinkevicius, Appl. Phys. Lett., **82** (2003) 3913.
75. M. Suzuki, , and M. Tonouchi, Appl. Phys. Lett., **86** (2005) 16503-1–3.
76. J. Sigmund, C. Sydlo, H.L. Hartnagel, N. Baker, H. Fuess, , F. Rutz, T. Kleine-Ostmann, and M. Koch, Appl. Phys. Lett., **87** (2005) 252103.
77. Masato Suzuki, Ken-ichi Fujii and Masayoshi Tonouchi, “THz-TDS systems for 1560-nm-wavelength-laser operation”,

- Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics, **1** (2005) 251- 252.
78. A. Nahata, Optics Letters, **26** (2001) 385–387.
 79. A. Nahata, A.S. Weling, T.F. Heinz, Appl. Phys. Lett., **69** (1996) 2321–2323.
 80. K. H. Yang, P. L. Richards and Y. R. Shen, Appl. Phys. Lett. **19** (1971) 320.
 81. D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis and D. A. Kleinman, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1555.
 82. X-C. Zhang, Y. Jin and X. F. Ma, Appl. Phys. Lett., **61** (1992) 2764.
 83. R. A. Kaindl, D. C. Smith, M. Joschko, M. P. Hasselbeck, M. Woerner and T. Elsaesser, Opt. Lett., **23** (1998) 861.
 84. B. Pradarutti, G. Matthäus, S. Riehemann, G. Notni, S. Nolte, A. Tünnermann, Optics communications, **281** (2008) 5031-5035.
 85. M. Reid, I.V. Cravetchi, R. Fedosejevs, Phys. Rev. B, **72** (2005) 035201 .
 86. Kiyomi Sakai, "Terahertz optoelectronics", Springer-Verlag, Berlin, 2005.
 87. V. L. Malevich, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002) 551–556.
 88. J. N. Heyman, P. Neocleous, D. Hebert, P. A. Crowell, T. Mueller, and K. Unterrainer, Phys. Rev. B **64**, (2001) 085202.
 89. M. P. Hasselbeck, D. Stalnaker, L. A. Schlie, T. J. Rotter, A. Stintz, and M. Sheik-Bahae, Phys. Rev. B **65**, (2002) 233203.
 90. C. Affentaugschegg and H. H. Wieder, Semicond. Sci. Technol. **16**, (2001) 708.
 91. W. P. Dumke, Phys. Rev., **167**, (1968)783.
 92. K. Liu, J. Xu, T. Yuan, and X. -C. Zhang, Phys. Rev. B, **73**, (2006)155330.
 93. R. W. Hockney and J. W. Eastwood, Computer Simulation Using Particles, McGraw-Hill, New York (1981).
 94. H. Takahashi, A. Quema, R. Yoshioka, S. Ono, and N. Sarukura, Appl. Phys. Lett., **83**, (2003) 1068.
 95. M. B. Johnston, D. M. Whittaker, A. Corchia, A. G. Davies, and E. H. Linfield, Phys. Rev. B **65**, (2002) 165301.
 96. R. Dornhaus, G. Nimtz, B. Schlicht, Narrow-Gap Semiconductors, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 1983.
 97. A. Urbanowicz, A. Krotkus, R. Adomavičius, V.L. Malevich, Physica B. **398** (2007) 99.

98. R. N. Bhattacharya, M. A. Contreras, B. Egaas, R. N. Noufi, A. Kanevce, and J. R. Sites, *Appl. Phys. Lett.* **89**, (2006) 253503-1 – 3.
99. A. Krotkus and Z. Dobrovolskis, "Electrical Conductivity of Narrow-Gap Semiconductors", Mintis, Vilnius, (1988).
100. A. Dargys and J. Kundrotas, "Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP", Science and Encyclopedia, Vilnius, (1994).
101. H. L. Hartnagel, R. Katilius, and A. Matulionis, "Microwave Noise in Semiconductor Devices" Wiley, New York, (2001) 146.
102. <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>.
103. R. Adomavičius, A. Urbanowicz, G. Molis, A. Krotkus, E. Šatkovskis, *Applied. Physics Letters.* **85**, (2004) 2463.

Padėka

Pirmiausia dėkoju savo disertacijos vadovui prof. Arūnui Krotkui už visokeriopą pagalbą ruošiant šį darbą ir kantrybę diskutuojant įvairiais moksliniais klausimais.

Ramūnui Adomavičiui už visokeriopą pagalbą pradedant eksperimentatoriaus darbą ir vertingas diskusijas fizikiniais klausimais.

Draugams iš optoelektronikos laboratorijos: Vaidui, Andrėjui, Andžėjui, Rasai, Renatai, Juozui, Andriui, Danielei, Genadijui, Antonui už pagalbą ir palaikymą.

Vienai ar kitaip man padėjusiems instituto darbuotojams, ypatingai K.Bertuliui ir S.Balakauskui.

Artimiesiems, ypač žmonai Monikai, už moralinę paramą.