

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRO
PUSLAIDININKIŲ FIZIKOS INSTITUTAS

Rasa Suzanovičienė

Krūvininkų kinetikos puslaidininkiuose tyrimai naudojant terahercinės
spinduliuotės impulsus

Daktaro disertacija

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

VILNIUS 2010

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

Mokslinis vadovas:

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

Konsultantas:

Dr. Ramūnas Adomavičius (Fizinių ir technologijos mokslų centro Puslaidininkių fizikos institutas, fiziniai mokslai, fizika -02P, puslaidininkių fizika – P265).

Turinys

1. Įvadas.....	5
2. Ultraspartūs procesai puslaidininkiuose (literatūros apžvalga).....	10
2.1. Trukmių skalė puslaidininkiams.....	10
2.2. Ultrasparčių fotolaidumo procesų tyrimo metodikos.....	16
2.2.1. <i>Realaus laiko oscilografas</i>	16
2.2.2. <i>Strobuojantis oscilografas</i>	17
2.2.3. <i>Optoelektroninė sklendė</i>	18
2.2.4. <i>Elektrooptinė metodika</i>	19
2.3. Optiniai metodai.....	20
2.3.1. <i>Fotoluminescencijos kinetikos tyrimas</i>	20
2.3.2. <i>Pralaidumas ir atspindys</i>	23
2.3.3. <i>Dinaminių optinių gardelių metodas</i>	23
2.3.4. <i>Optinės sugerties įsisotinimo metodas</i>	24
2.4. Puslaidininkių tyrimo teraherciniais impulsais metodikos.....	26
2.4.1. <i>Įvadas</i>	26
2.4.2. <i>THz laikinės spektroskopijos sistema</i>	28
2.4.3. <i>THz optoelektroniniai komponentai</i>	32
2.5. THz generavimas puslaidininkio paviršiuje.....	34
3. Eksperimento metodika.....	37
3.1. Optinio kaupinimo – THz zondavimo metodika.....	37
3.2. THz signalo registravimo būdai.....	38
3.3. THz emiterio pasirinkimas.....	39
3.4. Pluoštų sutapatinimas.....	40
3.5. Eksperimentinis stendas.....	41
3.5.1. <i>Praktinės problemos</i>	43
3.6. Pralaidumo THz spinduliuotei analizė.....	46
4. Krūvininkų gyvavimo trukmės matavimai.....	49
4.1. Pagrindinės GaMnAs savybės.....	49
4.2. GaAs implantuotas Au jonais.....	55
5. Elektronų energijos relaksacijos puslaidininkiuose tyrimai.....	57
5.1. Eksperimentiniai $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ir $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ tyrimo rezultatai.....	59

5.2. Eksperimentinių rezultatų analizė ir lyginimas su teoriniais skaičiavimais	61
6. InSb savybės THz dažnių srityje	65
6.1. Impulso relaksacijos trukmė ir elektromagnetinės spinduliuotės sugertis	65
6.2. Medžiagos atsakas į aukštadažnę spinduliuotę.....	67
6.3. Atspindys ir pralaidumas terahercinių dažnių ruože	70
6.4. Kompleksinio lūžio rodiklio spektrų skaičiavimas. Drudės modelis	73
6.5. InSb elektronų koncentracijos skaičiavimas.....	76
6.6. Pralaidumo tyrimų rezultatai	78
6.7. Eksperimentinių ir teorinių pralaidumo spektrų palyginimas	80
6.8. Atspindžio tyrimai	83
6.9. Pralaidumo ir atspindžio metodų palyginimas	85
7. THz spinduliuotė iš vario – indžio chalkopyritų	90
8. Išvados	93
<i>Literatūra</i>	95

1. Įvadas

Beveik visada po puslaidininkinės technikos atsiradimo pagrindinė jos vystimosi kryptis buvo atskirų komponentų ir sistemų spartos didinimas. Tranzistorių spartos didinimas lėmė vis didesniu takto dažniu veikiančių kompiuterių atsiradimą, bei leido sukurti kompaktiškus mikrobanginio diapazono elektromagnetinio lauko svyravimų generatorius ir stiprintuvus, tapusius mobiliojo ryšio sistemų pagrindu. Pikosekundinės trukmės impulsus generuojantys puslaidininkiniai lazeriniai diodai, ir tokius impulsus registruojantys puslaidininkiniai fotodetektoriai užtikrino didelės spartos (daugiau nei 40 GB/s kanalo pralaidą užtikrinančių) skaidulinio optinio ryšio sistemų sukūrimą ir paplitimą. Ši vystimosi tendencija yra vyraujanti ir šiomis dienomis, geriausias to pavyzdys yra generuojančių ir detektuojančių 1 THz bei aukštesnius dažnius puslaidininkinių komponentų sukūrimas.

Ultrasparčių puslaidininkinių komponentų kūrimas yra neįmanomas be gilesnio supratimo, kaip puslaidininkiuose vyksta fizikiniai procesai, trunkantys kelias pikosekundes ar net mažiau nei vieną pikosekundę. Į šią laiko skalę patenka tokie elektronų sistemos puslaidininkyje atsako į išorinį sužadimą spartą apsprendžiantys reiškiniai kaip elektronų impulso ir energijos relaksacija, ar nepusiausvirųjų krūvininkų gyvavimo trukmės medžiagose. Iki pastarojo laiko pagrindinis ultrasparčiųjų procesų puslaidininkiuose tyrimo įrankis buvo optiniai metodai. Juose elektronų dinamikai stebėti buvo pasitelkiami pikosekundinių ar femtosekundinių lazerių impulsai. Nepaisant išskirtinai didelės šių metodų laikinės skyros, šie vadinamieji kaupinimo-zondavimo tipo matavimai turi svarbų trūkumą – jais gautų eksperimentinių duomenų interpretacija yra palyginti sudėtinga. Matavimo rezultatai dažniausiai yra įtakojami kelių sistemos parametrų kitimo, ir įvairių fizikinių reiškinų tarpusavio sąveikos ir todėl sunkiai susiejamai su kuria nors konkretesne elektronų laikine charakteristika.

Pastaruoju metu atsiranda nauji matavimo metodai naudojantys terahercinius (THz) impulsus, kurie turi nemažai pranašumų už optinius

metodus. THz impulsas, tai apie 0,5 ps trukmės vienpolis elektrinis impulsas, generuojamas puslaidininkinio fotolaidininko, apšviesto femtosekundinio lazerio impulsu. Tokio impulso spektras siekia kelis terahercus, todėl jis sklinda spinduliuotės pavidalu laisvąja erdve be specialios konfigūracijos perdavimo linijų. Impulso elektrinio lauko poveikyje puslaidininkyje yra indukuojama elektros srovė, kurios dydis priklauso nuo krūvininkus apibūdinančių medžiagos parametrų: jų tankio ir judrio. Kadangi THz impulso trukmė yra palyginami su pagrindiniais krūvininkų dinamiką puslaidininkyje charakterizuojančiais laikais, tai matavimai, atliekami naudojant šiuos impulsus leidžia sekti atskiras krūvininkų dinamikos stadijas bei tiesiogiai nustatyti šių stadijų charakteringas trukmes.

FTMC Puslaidininkių fizikos instituto Optoelektronikos laboratorijoje, puslaidininkių tyrimai panaudojant THz impulsus buvo pradėti nuo tokių impulsų generavimo femtosekundiniais lazerio impulsais apšviestuose kristaluose, studijų. Tikių eksperimentų metu stebimi reiškiniai sąlygojami visos eilės fizikinių mechanizmų. Todėl jie teikia daug unikalios informacijos apie įvairiausias medžiagos charakteristikas. Pavyzdžiui, matuojant THz impulso amplitudės priklausomybes nuo kaupinančių femtosekundinių optinių impulsų kvanto energijos buvo tiesiogiai nustatyta, papildomų laidumo juostos ekstremumų InAs ir InSb kristaluose, energetinė padėtis. Dar kitame tyrime, zonuojant optinio impulso sužadintų elektronų sukeltą THz impulsų sugerties kitimą laike, germanio kristaluose, pirmą kartą išmatuota elektronų persiskirstymo tarp skirtingų slėnių laidumo juostoje trukmė.

Disertacijoje yra pateikiami, ir analizuojami įvairių charakteringų elektroninių procesų puslaidininkiuose tyrimai naudojant THz spinduliuotės impulsus, rezultatai. Eksperimentiniai tyrimai atlikti optinio kaupinimo – THz zondavimo ir laikinės THz dažnių diapazono spektroskopijos (THz Time-Domain-Spectroscopy (THz-TDS)) būdais. Dalyje tyrimų nagrinėjama THz impulsų emisija iš femtosekundiniais lazerio impulsais apšviestų kristalų paviršių.

Darbo tikslas buvo: naudojant THz spinduliuotės impulsus išmatuoti elektronų impulso ir energijos relaksacijos trukmes keliuose siauratarpiuose puslaidininkiuose; nustatyti elektronų gyvavimo trukmes medžiagose, skirtose fotolaidžių THz spinduliuotės emiterių ir detektorių gamybai.

Darbo užduotys:

- Sukurti ir įsisavinti eksperimentines metodikas, skirtas elektroninių procesų puslaidininkiuose charakteringoms trukmėms matuoti optinio kaupinimo – terahercinio zondavimo metodu, bei matuojant per puslaidininkį praėjusio ar nuo jo atsispindėjusio THz spinduliuotės impulso spektro pokyčius.
- Ištirti elektronų gyvavimo trukmes GaAs-MnAs kietuosiuose lydinuose ir GaAs kristaluose, implantuotuose skirtingomis Au jonų dozėmis.
- Išmatuoti fotolaidumo, sužadinto femtosekundiniais lazerio impulsais kinetiką siauratarpiuose puslaidininkiuose. Nustatyti ryšį tarp karštųjų elektronų energijos relaksacijos kinetikos ir laidumo juostos nukrypimų nuo parabolinio dėsnio.
- Ištirti InSb atspindžio ir pralaidumo spektrus THz dažnių diapazone. Matavimų rezultatus panaudoti plazminio dažnio ir elektronų dūžių dažnio nustatymui.

Darbo naujumas

Šioje disertacijoje THz spinduliuotės impulsai pirmą kartą panaudoti optiškai sužadintų, karštųjų elektronų energijos relaksacijos trukmės nustatymui. Lyginant optinio kaupinimo – terahercinio zondavimo metodu atliktus fotolaidumo kitimo laike matavimų rezultatus, $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ ir

$\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ epitaksiniuose sluoksniuose, su teoriniu modeliavimu nustatyta, kad abiejose šiose medžiagose energijos relaksacijos trukmės yra artimos 1 ps. Ištirtos elektronų gyvavimo trukmės įvairaus sąstato $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ sluoksniuose. Jų dydžiai susieti su įvairios prigimties savųjų defektų tankių kitimu. Nustatytos, Au jonų implantavimo į didžiavaržius GaAs kristalus dozės, reikalingos optimizuojant tuos kristalus fotolaidžių THz spinduliuotės emiterių gamybai.

Laikinės terahercinės spektroskopijos būdu kompleksiskai ištyrus InSb kristalų pralaidumo ir atspindžio spektrus, šiame dažnių ruože plačiame temperatūrų intervale, buvo nustatytos šios medžiagos elektronų impulso relaksacijos trukmės bei plazminių svyravimų dažniai. Reikia pažymėti, kad laikinė THz spektroskopija puslaidininkių tyrimams atspindžio geometrijoje iki šio darbo nebuvo naudota. Lyginant terahercinės spektroskopijos būdu išmatuotą plazminį dažnį su teorinio modeliavimo rezultatais nustatyta, laidumo juostos neparaboliškumo įtaka šio medžiagos parametrai.

Ginamieji teiginiai:

- Siauratarpiuose CdHgTe ir InGaAs lydiniuose, sužadintuose femtosekundiniuose Ti:safyro lazerio impulsais, fotolaidumas pasiekia savo stacionarią vertę tik per kelias pikosekundes nuo sužadinimo momento, dėl nepusiausvirųjų elektronų energijos relaksacijos ir stipraus laidumo juostos neparaboliškumo.
- Nominaliai nelegiruotų InSb kristalų kompleksinė dielektrinė skvarba terahercinių dažnių diapazone gali būti aprašoma Drudės modeliu, jei atsižvelgiama į laidumo juostos neparaboliškumo nulemtą laisvųjų elektronų vidutinės efektinės masės padidėjimą.

Aprobacija

Disertacijos rezultatai paskelbti 4 moksliniuose straipsniuose, ir aprobuoti 4 mokslinėse konferencijose.

Publikacijų disertacijos tema sąrašas

1. R. Šustavičiūtė, S. Balakauskas, R. Adomavičius, A. Krotkus, J. Sadowski, Acta Physica Polonica A **112**, 311- 314 (2007)
2. R. Adomavičius, R. Šustavičiūtė, A. Krotkus, Springer Proceedings in Physica **119**, 41-43 (2007)
3. R. Adomavičius, A. Krotkus, R. Šustavičiūtė, G. Molis, J. Kois, S. Bereznev, E. Mellikov, P. Gashin, Electronics Lett. **43**, 25, 1458-1459 (2007)
4. R. Adomavičius, J. Macutkevič, R. Suzanovičienė, A. Šiušys, A. Krotkus, Phys. Status Solidi C **6**, 12, 2849-2851 (2009)

Straipsniai neįtraukti į disertaciją

5. T. Šalkus, O. Bohnke, J. Macutkevič, A. F. Orliukas, S. Greičius, A. Kežionis, A. Krotkus, R. Suzanovičienė, R. Adomavičius, Phys. Status Solidi C **6**, 12, 2756-2758 (2009)

Konferencijų pranešimai

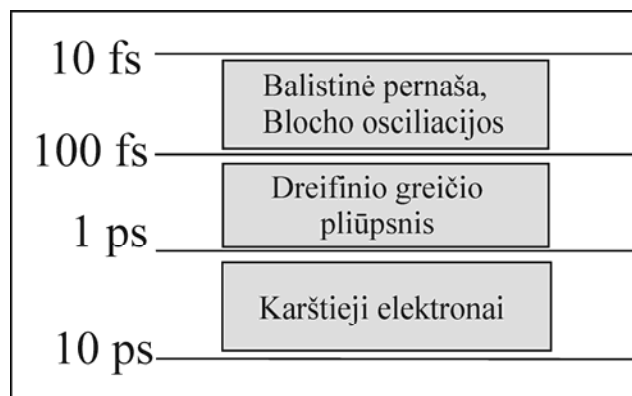
- XXXVII International School on the Physics of Semiconducting Compounds „Jaszowiec 2007“ R. Šustavičiūtė, S. Balakauskas, R. Adomavičius, A. Krotkus, J. Sadowski.
- Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija 2007. R.Šustavičiūtė, R. Adomavičius, S. Balakauskas, A. Krotkus, J. Sadowski.
- The Thirteenth International Conference on Narrow Gap Semiconductors Guildford, UK 2007, R. Adomavičius, R. Šustavičiūtė, A. Krotkus.
- Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija 2009. R. Adomavičius, J. Macutkevič, R. Suzanovičienė, A. Šiušys, A.Krotkus.

2. Ultraspartūs procesai puslaidininkiuose (literatūros apžvalga)

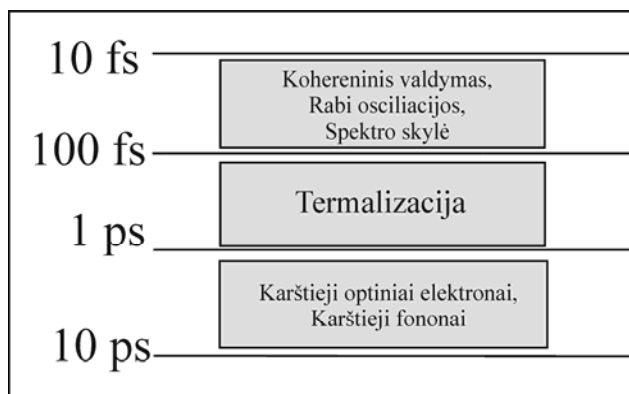
2.1. Trukmių skalė puslaidininkiams

Aptarsime ką reiškia sąvoka “ultraspartūs” puslaidininkių fizikos atveju? Kalbant apie fizikinius reiškinius vykstančius puslaidininkiuose, negalime teigti, kad laikų skalė apibrėžtai tęsiasi į be galo trumpus dydžius. Pagal Heisenberg'o principą, laikui esant apibrėžtam 1 fs tikslumu, energijos neapibrėžtumas bus $> 0,7$ eV. Šiuo atveju nebegalime kalbėti apie juostų sandarą bei kitas charakteristikas apibūdinančias puslaidininkį, kaip savitą medžiagų grupę. Tai reiškia, kad apibrėžta laikų skalė puslaidininkiams turėtų baigtis maždaug ties 1 femtosekunde. Krūvininkų sąveikos su fononais trukmės yra dešimtys ar šimtai femtosekundžių. (~200 fs GaAs). Trumpesniuose laiko intervaluose nebegalime kalbėti apie elektronų judrį, ar difuzijos koeficientą. Elektronų energijos relaksacijos trukmės yra apie 1-2 ps. Trumpesniuose laiko intervaluose negalime kalbėti apie elektronų, ir gardelės terminę pusiausvyrą. Tai aprėžia laikų diapazoną, kur galime kalbėti apie tokią sąveiką, kaip karštieji elektronai.

Detaliau panagrinėsime ultraspartūs procesus vykstančius puslaidininkiuose. 1 bei 2 paveikslėliuose pateikti tokių procesų pasireiškimo laikinės sritys.



1 pav. Ultraspartūs elektroniniai procesai.



2 pav. Ultraspartūs optiniai procesai.

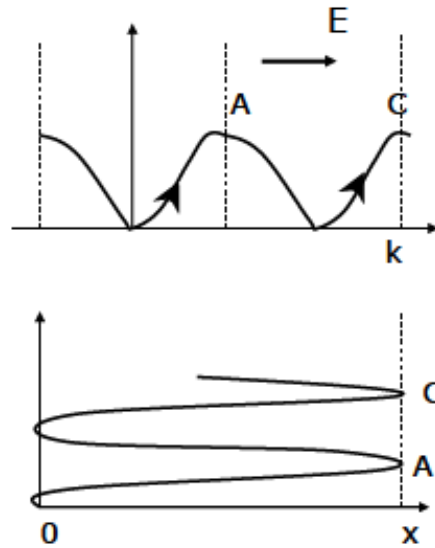
Sparčiausieji elektriniai procesai vyksta dar neprasidėjus krūvininkų sklaidai. Jei elektronas ar skylė juda veikiami elektrinio lauko, jų judėjimas bus aprašomas antrojo Niutono dėsnio (balistinis judėjimas). Juostinė sandara šiuo atveju suteiks elektronų judėjimui tam tikrų unikalių ypatybių. Pavyzdžiui, nors ir veikiamas pastovaus elektrinio lauko elektronas judės periodiškai svyruodamas apie tam tikrą pradžios tašką (Blocho osciliacijos). Blocho osciliacijas aprašo (1) – (3) formulės. Leistinių energijų dispersijos dėsnį aprašo kosinuso funkcija, kur a yra gardėlės konstanta, o ε_0 yra juostos plotis. Tokią funkciją gausime, pavyzdžiui, naudodami Kroning- Penny, teoriją. Jeigu sklaidos nėra, elektrono kvaziimpulsas bus aprašomas Niutono dėsnio, ir bus proporcingas elektrinio lauko ir laiko sandaugai.

$$\varepsilon(k) = \varepsilon_0 \cos(ka) \quad (1)$$

$$v_g(t) = \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dk} = -\frac{\varepsilon_0 a}{\hbar} \sin \left[a \left(\frac{Et}{\hbar} + k(0) \right) \right] \quad (2)$$

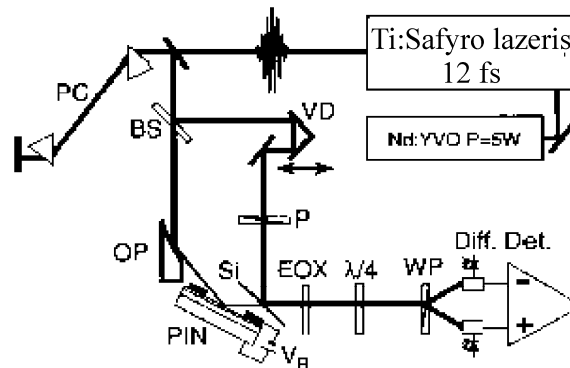
$$x(t) = \left(-\frac{\varepsilon_0}{E} \right) \cos \left[a \left(\frac{Et}{\hbar} + k(0) \right) \right] + x(0) \quad (3)$$

Elektrono, judančio tokioje juostoje be sklaidos greitis yra harmoninė funkcija, o jo koordinatė – periodiška laiko funkcija. Abi šios funkcijos yra pavaizduotos 3 pav. Elektronas juda juostoje be sklaidos, pasiekia jos viršų, kur antroji $\varepsilon(k)$ išvestinė, o tuo pačiu efektinė masė keičia savo ženklą, ir tuomet keičia judėjimo kryptį.



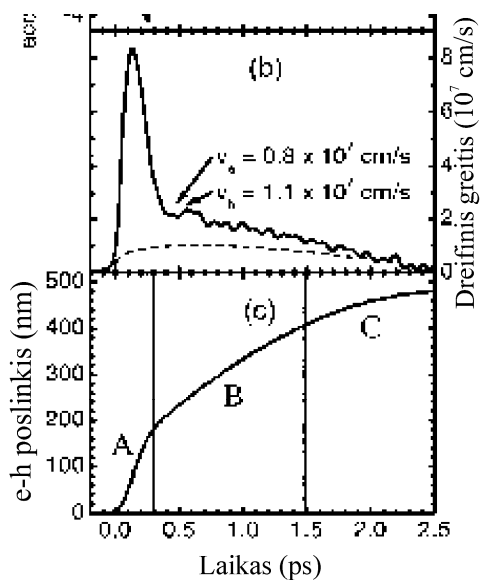
3 pav. Blocho osciliacijos.

Daugumoje puslaidininkių laidumo juostos yra pernelyg plačios (~1 eV), todėl norint, kad per laiką, kuomet dar nespėja prasidėti sklaidos procesai, elektronas pasiektų juostos viršų, reikalingi labai stiprūs elektriniai laukai. Tie laukai GaAs pavyzdžiui, viršija 1 MV/cm, ir yra gerokai didesni už smūginės jonizacijos, ar Zehnerio pramušimo laukus. Blocho osciliacijos pirmą kartą buvo pastebėtos supergardenlėse. Siekiant geresnės laikinės skyros tokiaame eksperimente, buvo panaudoti femtosekundiniai lazerio impulsai. Tokie pat impulsai (12 fs trukmės) buvo pasitelkti ir matuojant kitus ultrasparčius efektus puslaidininkiuose. 4 pav. yra pavaizduota vieno iš minėtų eksperimentų schema [1].



4 pav. Nepusiausvyrųjų krūvininkų dinamikos eksperimento schema [1].

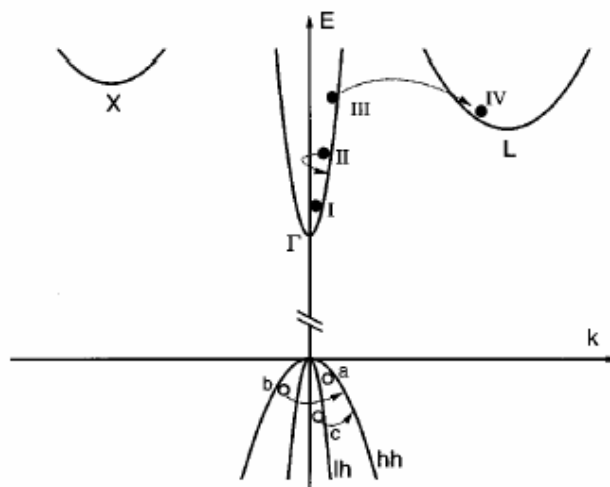
Eksperimento metu iš GaAs pagaminto pin diodo nuskurdintajame sluoksnyje yra optiškai sužadunami elektronai. Dėl elektronų judėjimo vidiniame lauke atsiradusi sparčiai kintanti laike srovė, sukelia išspinduliuojamą ertvę ir išorėje detektuojamą subpikosekundinės trukmės impulsą. Šis impulsas yra išmatuojamas pasitelkiant laisvaerdvį elektro-optinį zondzivimą. Elektronų srovės kitimas laike yra gaunamas integruojant laike išmatuotojo elektrinio lauko impulso amplitudę, o elektronų koordinatės kitimas laike – dar kartą integruojant pastarąją funkciją. Gauti rezultatai yra pateikiami 5 pav. Pasak šio darbo autorių, grafikuose galima išskirti tris laiko sritis. Per pirmąsias ~ 200 fs, kol elektronų srovė (greitis) pasieks savo maksimumą, ji auga laike tiesiškai, o krūvininkų poslinkis – kvadratiškai. Gautos priklausomybės liudija apie balistinį elektronų judėjimo režimą (sritis A). Srityje B balistinis judėjimas jau nebevyksta, tačiau elektronų dreifo greitis dar yra didesnis nei jo stacionari vertė – dreifo greičio pliūpsnio (overshoot) režimas. Stacionarią dreifo greičio vertę elektronai pasiekia srityje C.



5 pav. Eksperimentiniai rezultatai [1].

Dreifo greičio pliūpsnio efekto esmę mums padės suprasti 6 pav. parodyta juostinė puslaidininkio sandara. Prie puslaidininkio laiptelio prijungus

elektrinį lauką (arba, taip, kaip tai yra daroma 4 pav. parodytame eksperimente: į sritį su pastoviu elektriniu lauku injektavus elektronus) pradiniu momentu visi elektronai bus centrinio Γ slėnio dugne. Šio slėnio elektronų efektinė masė yra maža ($0,063m_0$), todėl veikiami elektrinio lauko jie galės judėti dideliu greičiu. Stipriame elektriniame lauke dalis elektronų įgys energiją, reikalingą perėjimui į L ar X slėnius, kur efektinė masė gerokai didesnė ($0,3m_0$), todėl prasidėjus tarpslėniniams šuoliams vidutinis elektronų greitis sumažės. Tai vyks ir elektrinių laukų skalėje (Gunno efektas). Pastarasis reiškinys yra vadinamas greičio pliūpsniu. GaAs atveju toks pliūpsnis trunka apie 1 ps po to, kai elektronas pradeda greitėti veikiant elektriniam laukui, ir dar nėra prasidėję šuoliai į L slėnius.

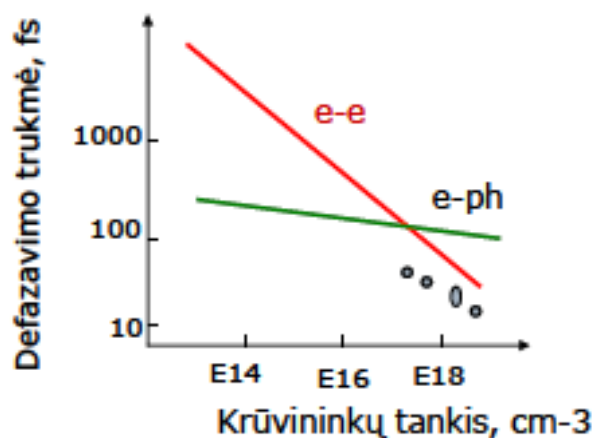


6 pav. Dreifo greičio pliūpsnio GaAs schema [1].

Praktikoje ultraspartūs procesai pasireiškia prietaisuose su labai trumpomis aktyviosiomis sritimis. Iš katodo injektuoti į šias sritis elektronai pralekia jas per pakankamai nedidelį laiką, todėl jų judėjimą įtakoja visi aukščiau apibūdinti reiškiniai.

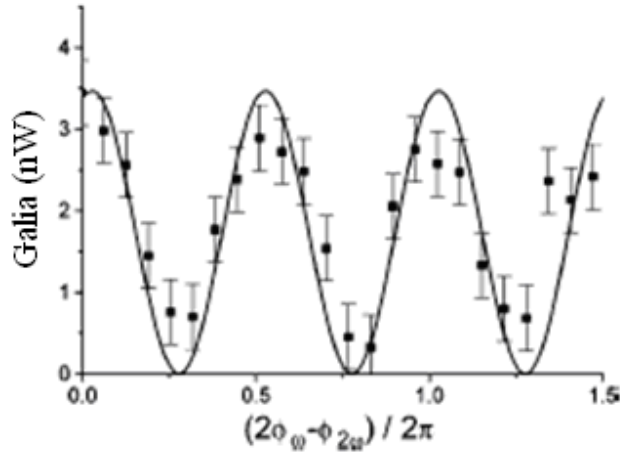
Panašius ultrasparčiųjų elektrinių procesų analogus randame ir tarp optoelektroninių reiškinų. Optoelektroniniai, tai reiškiniai susiję su šviesos sužadintų puslaidininkyje krūvininkų elgsena labai trumpais laiko tarpniais. Regimosios šviesos bangos periodas yra apie 1 fs, šviesos sužadinti elektronai

„jaučia“ jo bangos fazę tol, kol nepatiria pirmųjų sklaidos aktų. Po to įvyksta taip vadinamas „defazavimo“ procesas. Defazavimo trukmė yra tampriai susijusi su elektronų impulso relaksacijos trukme. Kaip ir pastaroji ji priklausys nuo sužadintųjų elektronų koncentracijos – tai atvaizduota 7 pav. : esant mažesniems krūvininkų tankiams vyrauja elektronų sklaida fononais, o esant didesniems krūvininkų tankiams – elektron-elektroninė sklaida.



7 pav. Elektronų defazavimo trukmės priklausomybė nuo krūvininkų tankio.

Pačiuose trumpiausiuose laikuose (>1 ps) po optinio sužadinimo elektronas dar turi fazę, surištą su jį sužadinusio fotono faze. Šis faktas itin ryškiai atsispindi vadinamajame koherentinio sužadinimo reiškinyje, kuomet elektronai iš valentinės į laidumo juostą permetami vienu metu ir pirmosios harmonikos spinduliuotės (dvifotonė sugertis) ir antrosios harmonikos fotonais. Vyksta abiejų galimų procesų interferencija (8 pav.) ir fotosužadintos srovės priklausomybė nuo abiejų bangų fazių skirtumo.



8 pav. Teraherciniu dažniu išspinduliuoto signalo priklausomybė nuo fazių skirtumo tarp pirmos ir antros harmonikos bangų.

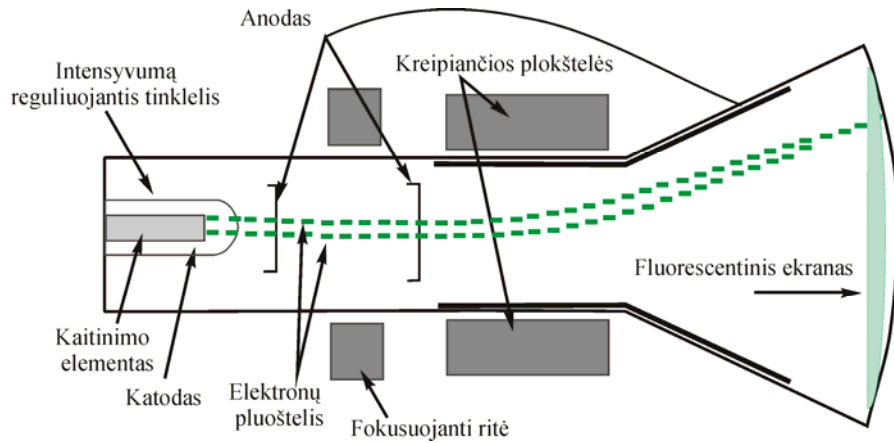
2.2. Ultrasparčių fotolaidumo procesų tyrimo metodikos

Šviesa sužadinti krūvininkai keičia medžiagos laidumą, todėl nepusiausvyrųjų krūvininkų gyvavimo trukmės galima tirti matuojant bandinio fotolaidumo kinetikas. Atliekant šiuos matavimus iš tiriamojo bandinio dažniausiai yra daroma elektrinių impulsų perdavimo linijos optoelektroninė sklendė. Apšvietus šią sklendę, perdavimo linijoje suformuojamas elektrinis impulsas, kurio forma priklauso nuo krūvininkų gyvavimo trukmių. Ši forma, priklausomai nuo impulso trukmės yra matuojama keletu būdų.

2.2.1. *Realaus laiko oscilografas*

Patogiausia elektrinio impulso formą būtų ištirti tiesioginio skleidimo oscilografu, kuriame iš perdavimo linijos atėjusi įtampa paverčiama elektroninės patrankos pluoštelio vertikaliu nuokrypiu. Paprasčiausiame oscilografe elektronų pluoštelis yra nukreipiamas šiam sklindant pro vertikalaus kreipimo plokštes, įtampą tarp kurių sukuria į oscilografą

ateinantys tiriamieji elektriniai impulsai. Tipiška tokio oscilografo laikinė skyra-apie 1 ns.

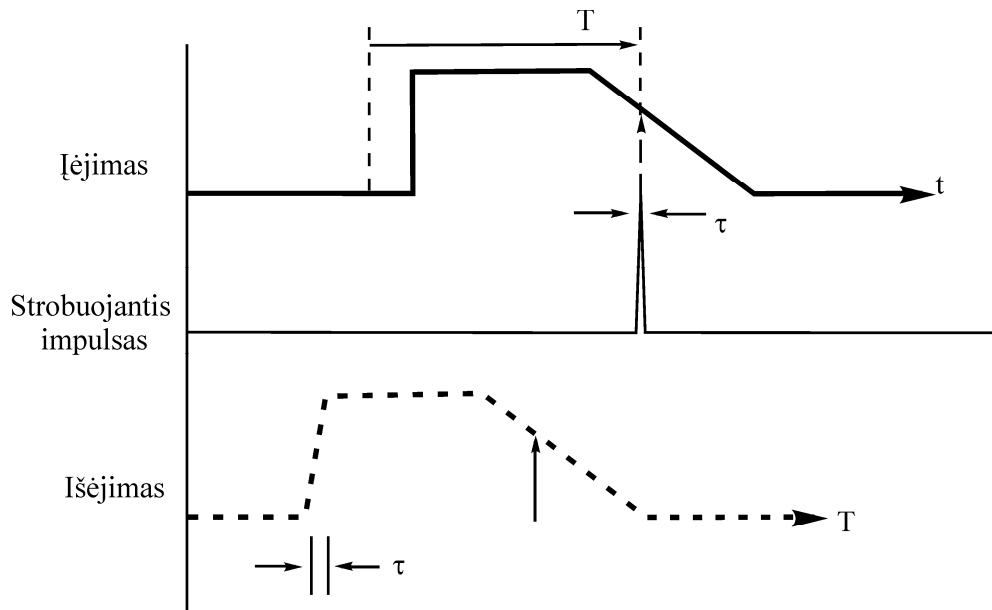


9 pav. Realaus laiko oscilografo schema.

Pagrindė oscilografo laikinę skyrą apriboja kreipimo plokštelių ilgis [2]. Ši problema dalinai buvo išspręsta bėgančios bangos oscilografuose, kuriuose įtampa plokštelėse kinta per visą plokštelės ilgį. Taigi įtampa plokštelėse „bėga“ kartu su elektronų pluošteliu. Bėgančios bangos oscilografų laikinė skyra buvo pagerinta iki 100-300 ps.

2.2.2. Strobuojantis oscilografas

Geresnių rezultatų pasiekama naudojant strobuojančius oscilografus. Šiuose oscilografuose naudojamas trumpas (apie 25 ps trukmės) impulsas (10 pav.), kurio pagalba yra zonduojamas tiriamasis signalas [3]. Skirtingai nei paprasto oscilografo atveju, šio prietaiso laikinė skyra priklauso nuo strobuojančio impulso trukmės, ir siekia apie 100 ps.



10 pav. Impulsų naudojamų strobuojančiame oscilografe, trukmė bei forma [4].

Atsiradus femtosekundiniams ir pikosekundiniams impulsams generuojantiems lazeriams, tapo įmanoma tirti itin sparčius (besitęsiančius pikosekundę ar net trumpiau) procesus vykstančius medžiagose. Šių modernių metodikų laikinę skyrą lemiančiu faktoriumi tapo lazerio impulso trukmė bei matavimo sklendės sparta.

Fotolaidumo kinetikos pikosekundiniame diapazone tyrimai taip pat tapo spartesni, ir nebeįsivaizduojami be lazeriu valdomų fotovaržų, suformuotų ant aukštadažnių elektrinių signalų perdavimo linijų.

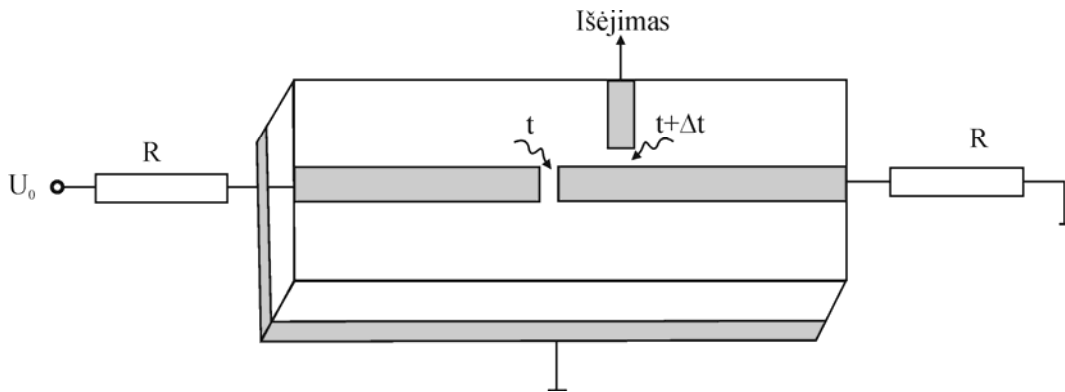
2.2.3. Optoelektroninė sklendė

Ultrasparčiose optoelektronėse tyrimo metodikose lazerio impulsas dalinamas į dvi dalis: zonduojantį bei žadinantį. Matuojamo dydžio skeistinė laike gaunama zonduojančio optinio impulso kuris yra vėlinamas žadinančio impulso atžvilgiu, pagalba. Vėlinimas valdomas mechaniškai keičiant vieno iš šviesos impulsų sklidimo kelią.

Kaip paminėta, optoelektroninės metodikos laikinę skyrą apsprendžia lazerio impulso trukmė ir sklendės sparta.

Sklendei paruošti naudojamos medžiagos pasižyminčios trumpomis nepusiausvirųjų krūvininkų gyvavimo trukmėmis. Optiškai sužadinus (atidarius) tokią sklendę, perdavimo linijos atšakoje atsiranda elektrinis impulsas (11 pav). Šio impulso amplitudė proporcinga zondojančio impulso amplitudei [5].

Šios metodikos laikinę skyrą priklauso nuo optinio impulso trukmės bei medžiagos iš kurios yra pagaminta sklendė krūvininkų trukmės, ir paprastai siekia apie 3 ps.



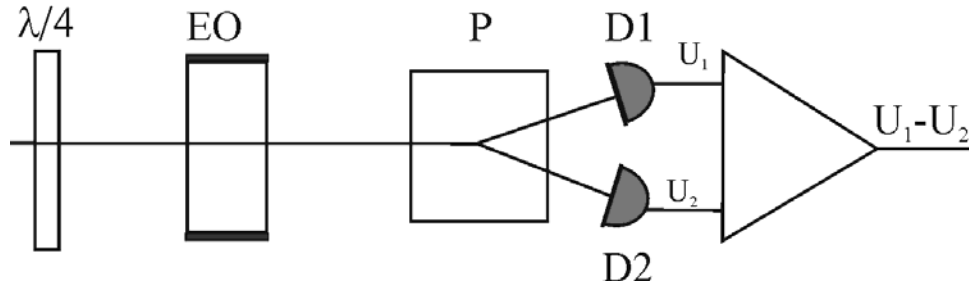
11 pav. Mikrojuostelinė įranga naudojama optoelektroninės sklendės metodikoje.

2.2.4. Elektrooptinė metodika

Šioje metodikoje strobuojančio įtaiso paskirtyje naudojamas elektrooptinis kristalas, skiriantis abu perdavimo linijos elektrodus [4]. Kristalas šiuo atveju atlieka dvejopą funkcija: šviesos modulatoriaus bei dielektriko. Sugeneravus tiriamąjį elektrinį impulsą jam leidžiama sklisti perdavimo linija. Atsiradusi tarp elektrodų įtampa keičia modulatoriaus

skaidrį (12 pav). Esant tam tikrom sąlygom skaidris tiesiškai priklausys nuo įtampos tarp linijos elektrodų, bei bus zonduojamas lazerio impulsu.

Skyra pasiekta su LiTaO₃ elektrooptine sklende siekia 150 fs [4].



12 pav. Elektrooptinės sklendės metodika. (EO – elektrooptinis kristalas, P- poliarizatorius, D1, D2- detektoriai).

2.3. Optiniai metodai

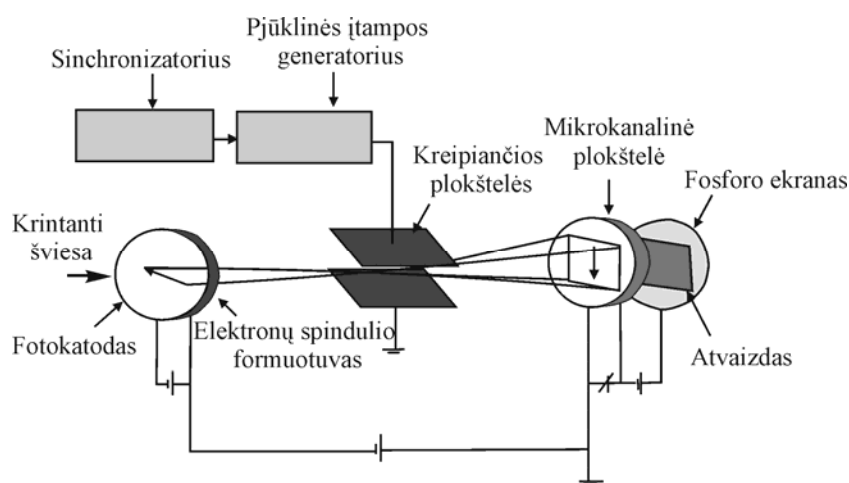
2.3.1. Fotoluminescencijos kinetikos tyrimas

Fotosužadintų krūvininkų dinamiką puslaidininkyje galima tirti registruojant apšviečiamo bandinio fotoluminescenciją, kurią sukelia spindulinė elektronų ir skylių rekombinacija. Fotoluminescencijos intensyvumas vienodai priklauso tiek nuo elektronų, tiek ir nuo skylių tankio. Vyraujant krūvininkų pagavimui [6]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_h} + \frac{1}{\tau_e} \quad (4)$$

čia τ - liuminescencijos gesimo pastovioji trukmė, τ_h -skylių pagavimo trukmė, τ_e - elektronų pagavimo trukmė. Taigi, fotoluminescencija gęsta tokia sparta, kokia išnyksta sparčiau pagaunami krūvininkai. Puslaidininkiuose, kuriuose $\tau_e \ll \tau_h$ iš fotoluminescencijos gesimo trukmės yra nustatoma τ_e .

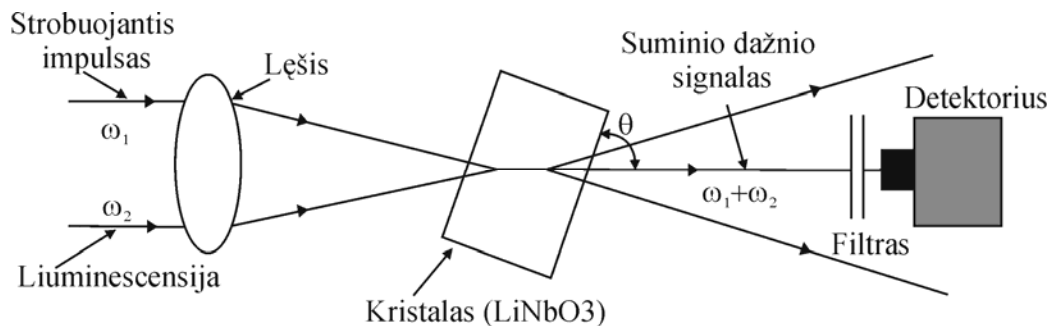
Šiuo metu yra žinomi keli fotoluminescencijos kitimo laike tyrimo būdai. Viena iš jų yra naudojama elektronų optikos arba vadinama „streak“ kamera. Ši technologija sukurta daugiau nei prieš kelis dešimtmečius Bradely [7] ir Schelev [8]. Streak kamera yra prietaisas, kuris informaciją apie šviesos signalo kitimą laike paverčia erdvine informacija. Streak kameros būna mechaninės bei optoelektroninės. Mechaninėse streak kamerosse naudojamos besisukančio veidrodžio arba plyšio sistemos. Tokių kamerų minusas yra smarkiai ribojamas skenavimo greitis bei laikinė skyra. Optoelektroninėse streak kamerosse po sužadavimo lazerio impulsu, tiriamas šviesos signalas sufokusuojamas į kameroje esantį fotokatodą (13 pav.). Fotokatode, kuris yra gaminamas iš medžiagos su mažu išlaisvinimo darbu, šviesa išlaisvina elektronus, kurių skaičius yra proporcingas šviesos signalo intensyvumui kiekvienu laiko momentu- taigi, yra sukurama elektroninė šviesos impulso replika. Pagreitinti elektronai pralekia pro metalinių plokštelių porą. Keičiant įtampą tarp plokštelių, elektronai yra atlenkiami horizontalia kryptimi. Skirtingais laiko momentais išlaisvinti iš fotokatodo elektronai, atsimuš į kameros gale esantį fosforo ekraną skirtingose jo vietose, taip suformuodami erdvinį pasiskirstymą. Šis pasiskirstymas atspindės šviesos signalo s intensyvumo pasiskirstymo laike formą.



13 pav. Streak kameros schema [9].

Komercinių streak kamerų laikinė skyra yra apie 0,5 ps, o spektrinis jautris siekia nuo ultravioletinės (UV) iki infraraudonosios (IR) spektro dalies.

Nors šiuolaikinės streak kameros turi mažesnę nei 1 ps laikinę skyrą, geresnių rezultatų galima pasiekti naudojantis strobuojančio impulso ir liuminescencijos spinduliuotės parametrine sąveika. Dažniausiai šioje metodikoje naudojamas suminio dažnio generavimas [10]. Įrangos schema pavaizduota 14 paveikslėlyje.



14 pav. Fotoliuminescencijos tyrimas naudojant zonduojančio impulso ir liuminescencijos spinduliuotės parametrinę sąveiką [10].

Po bandinio sužadavimo ultratrumpu lazerio impulsu iš bandinio išspinduliuotas liuminescencijos pluoštelis kartu su zonduojančio impulso pluošteliu suvedamas į netiesinį kristalą (pavyzdžiui LiNbO₃) [11]. Kristalo kampas parenkamas taip, kad būtų išpildyta fazių derinimo sąlyga abiem pluošteliams. Netiesiniame kristale sugeneruotas suminio dažnio impulsas, praėjęs pro spektrometrą registruojamas fotodaugintuvu (14 pav). Užregistruoto impulso amplitudė yra proporcinga fotoliuminescencijos intensyvumui suminio dažnio generavimo momentu. Keičiant suvedimo į kristalą kampą, kinta tiriamas liuminescencijos spektro diapazonas. Vėlinant zonduojantį impulsą, galima stebėti liuminescencijos intensyvumo kitimą laike. Kadangi parametrinis generavimas yra spartus „beinercinis“ procesas, laikinę eksperimento skyrą pagrįde nulemia lazerio impulso trukmė [6].

2.3.2. Pralaidumas ir atspindys

Du populiariausi itin sparčios krūvininkų dinamikos tyrimo metodai- optinio pralaidumo [12] bei atspindžio kinetikų matavimai [13]. Atliekant šiuos matavimus naudojamas lazerio impulsas padalinamas į du- žadinantį ir strobuojantį. Žadinantis impulsas dažniausiai yra mažesnės energijos bei didesnio diametro nei strobuojantis. Abu impulsai persikloja tiriamoje medžiagoje. Registruojama atspindėto arba praėjusio impulso energija. Matuojant pralaidumą, bandinio sienelės dažniausiai yra skaidrinamos, todėl matuojamojo signalo pokytį lemia tik sugerties pokytis ($\Delta\alpha$). Matuojant atspindį, registruojamo signalo pokytį lemia tiek sugerties pokytis $\Delta\alpha$, tiek ir lūžio rodiklio pokytis Δn . Kartais būna sudėtinga atskirti šių dviejų parametru įtaką atspindžio pokyčiui, dėl to eksperimento rezultatus gali būti sudėtinga interpretuoti. Tačiau atspindžio matavimus yra lengviau vykdyti. Jautrios aparatūros pagalba galima matuoti nedidelius, apie 0,1% pralaidumo bei atspindžio pokyčius, kurie tiesiškai priklauso nuo $\Delta\alpha$ ir Δn . Nepaisant to, pralaidumo bei atspindžio pokyčiai skirtingai priklauso nuo nepusiausvyrų krūvininkų užimamų energetinių būsenų spektro. Todėl bendru atveju $\Delta\alpha$ ir Δn matavimų rezultatai suteikia skirtingą informaciją apie medžiagoje vykstančius procesus.

2.3.3. Dinaminių optinių gardelių metodas

Šiame metode naudojami du lazerio impulsai, kurie interferuodami puslaidininkio paviršiuje, sukuria laisvųjų krūvininkų plazmą, kuri veikia kaip plona periodinė fazinė gardelė. Ši gardelė moduliuoja medžiagos sugerties koeficientą bei lūžio rodiklį. Zonduojančio impulso difrakcijos, nuo tokios gardelės, pagalba galima stebėti difuzijos bei rekombinacijos procesus puslaidininkiuose [14]. Šis metodas nėra jautrus Ožė, bei kitiems rekombinacijos procesams. Difuzija bei paviršinė rekombinacija suardo

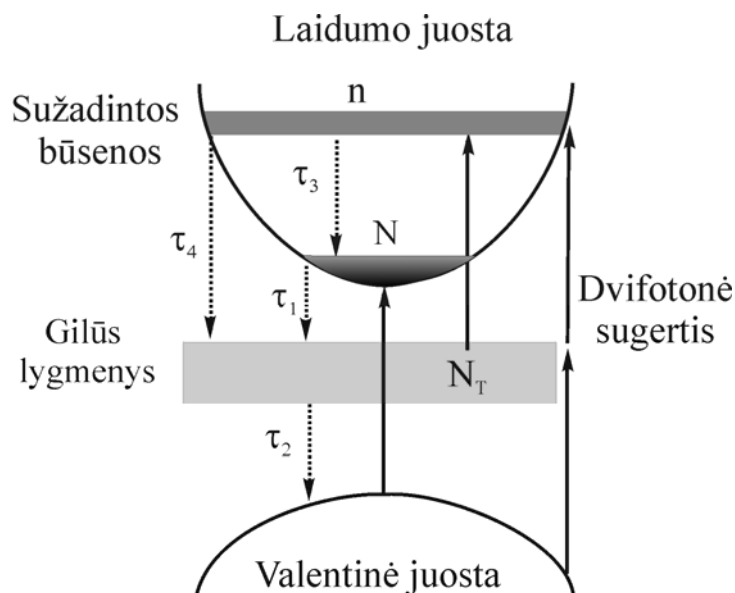
medžiagos paviršiuje susiformavusią plazmą greičiau (per kelis šimtus pikosekundžių) nei Ožė rekombinaciją, kuri trunka kelias nanosekundes. Dėl šios priežasties rekombinaciniai procesai neiškraipo gaunamų rezultatų, ir juos yra lengviau interpretuoti.

Optinės gardelės metodu Hoffman ir kiti [15] eksperimentiškai tyrė n-InP, p-InP bei n-GaAs badinius. Gauti paviršinės rekombinacijos greičiai: $S_{n\text{-InP}}=2*10^4\pm 1*10^4$ cm/s, $S_{p\text{-InP}}=1,5*10^5\pm 0,5*10^5$ cm/s, $S_{n\text{-GaAs}}=5*10^5\pm 1*10^5$ cm/s puikiai sutapo su anksčiau literatūroje paskelbtais rezultatais gautais matuojant elektronų mikrostrobavimo metodika.

2.3.4. Optinės sugerties įsisotinimo metodas

Šiame metode yra matuojamos atsispindėjusio bei praėjusio pro optiškai sužadintą bandinį zonduojančio impulso pokytis. Priklausomai nuo zonduojančio impulso bangos ilgio galima stebėti kaip krūvininkai relaksuoja iš įvairių sužadintų būsenų. Jei žadinantis ir zonduojantis impulsai parenkami vienodo bangos ilgio tuomet yra stebimos šios išmatuotoms kreivėms būdingos ypatybės: staigus sugerties įsisotinimas vykstantis dėl sužadintų elektronų iš lengvųjų ir sunkiųjų skylių juostų. Relaksuojant šiems elektronams iš sužadintų būsenų vykstantis greitas sugerties atsistatymas. Bei vėliau sekantis lėtas sugerties atsistatymas dėl krūvininkų atšalimo. Tačiau galimi atvejai kai žadinančio bei zonduojančio impulsų bangos ilgiai nėra vienodi. Jei zonduojančio impulso bangos ilgis bus didesnis nei žadinančio stebėsime krūvininkų atšalimą, o pirmojo praskaidrėjimo galime ir nematyti.

A. Othonos ir kiti [16] šiuo metodu tyrinėjo fotosužadintų krūvininkų dinamiką žematemperatūroje GaAs (LT-GaAs). Jie pateikė modelį, pagal kurį fotosužadintų krūvininkų relaksacija yra aprašoma keturiais procesais (15 pav.).



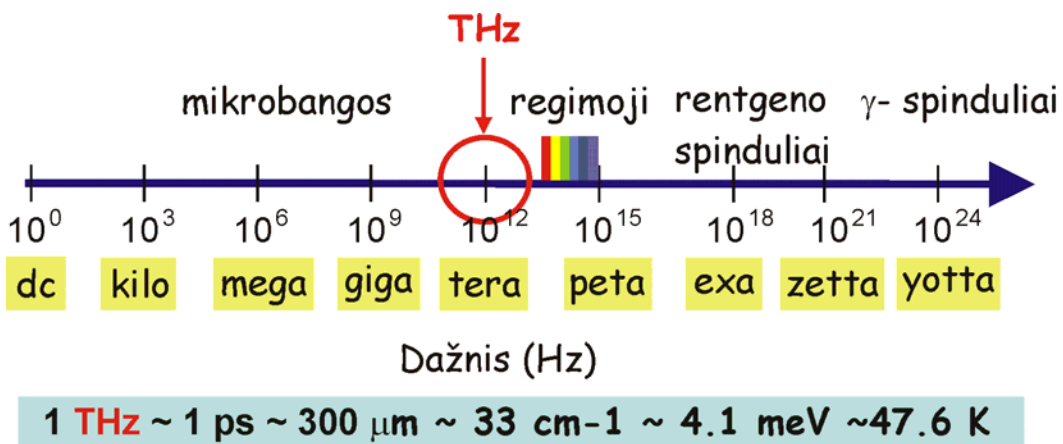
15 pav. Elektronų relaksacijos modelis [16].

Kiekvienas procesas apibūdinamas vienos eksponentės funkcija su tam tikra trukme τ . Šie procesai: elektronų esančių juostos dugne pagavimas (τ_1); elektronų, esančių didesnės energijos laidumo juostos būsenose pagavimas (τ_4); šių elektronų energijos relaksacija iki juostos dugno (τ_3); bei gaudyklėse esančių elektronų rekombinacija (τ_2). Šis modelis gerai paaiškino autorių atliktus eksperimentinius tyrimus naudojant Ti:Safyro lazerį su 150 fs trukmės impulsais bei $h\nu > E_g$. Ankstesniuose darbuose ilgesnės bangos ilgio spinduliuotės pagalba tiriant elektronų rekombinacijos procesą ($h\nu < E_g$) buvo pastebėta, kad jo negalima aprašyti vienos eksponentės funkcija [17]. Aukščiau pateiktas modelis aprašo elektronų gyvavimą nuo sužadavimo iš valentinės juostos momento iki jo grįžimo atgal į šią juostą. Svarbi modelio ypatybė yra teiginys, kad elektronų pagavimo centrai yra defektai, kurie maždaug viduryje draustinės juostos suformuoja gilius lygmenis.

2.4. Puslaidininkių tyrimo teraherciniais impulsais metodikos

2.4.1. Įvadas

Teraherciniu (THz) vadinamas dažnių ruožas nuo 0,1 iki 10 THz. Kartais Terahercinio spektro spinduliuotė dar vadinama T-ray (T – spinduliai). 1 THz dažnis atitinka vieną osciliaciją per pikosekundę. Terahercinės spinduliuotės spektras yra tarp milimetrinių bangų ir regimosios spektro dalies apatinio krašto, dar vadinamo tolimąja infraraudonąja spinduliuote (FIR) (16 pav.).



16 pav. Elektromagnetinių bangų spektras.

Lyginant su mikrobangų arba optinės srities diapazonų technologijų pasiekimais terahercinė technologija nėra plačiai išvystyta. Tačiau fizikiniu požiūriu THz dažnio diapazono tyrimai labai patrauklūs tam tikrais būdingais reiškiniais, jų gausa bei praktinio panaudojimo galimybėmis. Dauguma nepolinių, nemetalinių medžiagų yra skaidrios terahercinei spinduliuotei, todėl THz spinduliuotės pagalba galima aptikti pavyzdžiui paslėptus ginklus. Tuo tarpu įvairios narkotinės medžiagos pasižymi charakteringais THz spektrais, kurie gali būti naudojami šių medžiagų atpažinimui [18]. Plastikiniai sprogmenys [19], degūs skysčiai (benzinas, dyzelinas ir kt.) [20] taip pat turi sugerties linijas THz ruože, o tai leidžia pritaikyti terahercinę spinduliuotę šių medžiagų aptikimui nepageidaujamose vietose. Šiuo metu tai ypač svarbu

norint užtikrinti saugumą viešo susibūrimo vietose, tokiose kaip oro uostai, stadionai ir kt. Tiriama ir galimybė tomografiniais THz vaizdais pakeisti tradicines krūties vėžio diagnostikos priemones, kadangi terahercinė spinduliuotė nepavojinga žmogaus sveikatai ir nesukelia jokių šalutinių pasekmių. Be to, puslaidininkinių medžiagų charakteristikos kaip krūvininkų tankis, judris yra rezonansinės THz srityje, o tai leidžia pritaikyti minėtą spinduliuotę kieto kūno analizei. Taigi, terahercinės spinduliuotės taikymas yra labai platus, apimantis saugumą užtikrinančias priemones, fundamentaliuosius puslaidininkinių, organinių ir kitų molekulių tyrimus, medicinos diagnostikos ar 3D vaizdų gavimo sistemas naudojamas technologinės kontrolės užtikrinimui [21, 22].

Pastovios bei impulsinės THz spinduliuotės šaltiniai buvo žinomi ir ankščiau. Vokiečių mokslininkas Heinrich Rubens 1911 metais pademonstravo, kad gyvsidabrinė elektrinio lanko lempa kvarciniame gaubte (THz spinduliuotė yra generuojama dėl kibirkščiavimo tarp dviejų anglies elektrodų, esant prijungtai aukštai įtampai) yra puikus tolimos infraraudonosios spinduliuotės (IR) šaltinis [23]. Elektrinio lanko lempos ir globarai (įkaitintas silicio-karbido siūlas, spinduliuojantis IR spinduliuotę) yra pastovios THz spinduliuotės šaltiniai. Pagrindinis šių prietaisų trūkumas – maža spinduliuotės galia. Kiti įrenginiai, kaip laisvų elektronų lazeriai ar sinchrotronai, gali generuoti impulsinę tolimąją IR spinduliuotę. Tačiau jais galima sugeneruoti ne trumpesnius kaip 3 ps trukmės impulsus [24]. Be to, pastarųjų prietaisų svarus trūkumas – jų brangumas.

Sparčiai besivystant puslaidininkinių mokslui bei technologijai išrastos naujos galimybės kurti kompaktiškus THz elektronikos prietaisus. Kaip pavyzdžius galima paminėti THz kvantinių kaskadų lazerį [25] bei THz kvantinių šulinių infraraudonosios srities jutiklius (THz QWIPs) [26]. Tačiau šių prietaisų veikimas yra paremtas elektronų šuoliais tarp diskretinių būsenų puslaidininkiniuose nanodariniuose, todėl jų veikimui užtikrinti yra būtinos žemos temperatūros. Kambario temperatūroje veikiantys prietaisai būtų patogesni, tad, norint juos pagaminti, būtina ieškoti kitų fizikinių principų,

nesusijusių su krūvininkų šuoliais pajuostėse, ir todėl nereikalaujančių žemų temperatūrų.

Lazerių ir puslaidininkinės technologijos vystimasis padėjo pamatus naujai technikos sričiai – ultrasparčiąjai optoelektronikai. Pirmieji darbai prasidėjo nuo elektrinių impulsų sklidimo perdavimo linijose tyrinėjimo. Šioje srityje aktyviai reiškėsi mokslininkų grupės vadovaujamos Dan Grischkowsky (IBM Watson tyrimų centras), David Auston (Kolumbijos Universitetas, Fizikos departamentas) ir Martin Nuss (Bell laboratorijos). 1988/1989 metais buvo paskelbta apie elektromagnetinių impulsų sklidimą laisvoje erdvėje nuo emiterio iki detektoriaus [27, 28]. Tuomet pastebėta, kad šiuos elementus galima naudoti kaip tolumo IR šviesos šaltinio ir detektoriaus porą bei tarp jų patalpinti tiriamąjį bandinį. Tai padėjo pamatus THz spektroskopijos atsiradimui. Vėliau sekė geriausios puslaidininkinės medžiagos fotolaidininkams paieškos, kurios tęsėsi iki 1990 m kuomet Purdue universiteto mokslininkų grupė pademonstravo THz sistemą su fotolaidžiais komponentais iš žemoje temperatūroje MBE (Molecular-beam epitaxy) būdu augintų GaAs sluoksnių. Ši sistema pranoko visus iki tol naudotus panašius įrenginius. Tais pačiais 1990 metais, mokslininkų grupė su Zhang priešaky pademonstravo, kad apšvietus puslaidininkio paviršių ar sandūrą femtosekundiniais optiniais impulsais, yra stebima terahercinio dažnio bangų emisija. Laikoma, kad šie metai yra THz generavimo iš puslaidininkio paviršiaus pradžia.

2.4.2. THz laikinės spektroskopijos sistema

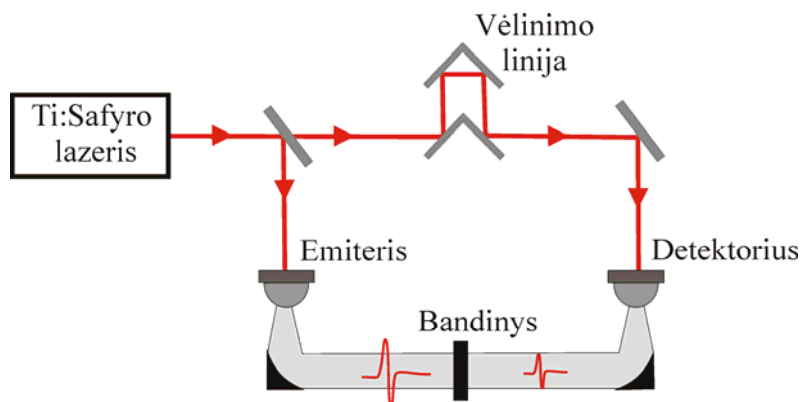
Pirmoji, ir daugiausiai mokslininkų dėmesio sulaukusi THz sistema - THz- laikinės spektroskopijos sistema (THz-Time Domain System). Šioje sistemoje THz generavimui ir detektavimui naudojami puslaidininkiniai prietaisai, kurie yra aktyvuojami femtosekundiniais lazeriniais impulsais.

Pasirodžius femtosekundiniams lazeriams [29] optoelektroninių prietaisų sparta pasiekė subpikosekundines trukmes. Daugumoje tuo metu naudojamų

perdavimo linijų (taip pat ir mikrojuostelių linijų, kurios naudojamos pikosekundinėje optoelektronikoje), ženkliai pradėjo reikštis tokių signalų iškraipymas dėl dispersijos. D. Auston (AT&T Belo laboratorijoje) grupė pirmieji integravo pikosekundinį fotolaidininką su plačiajuoste dipoline antena taip, kad būtų įmanoma generuoti ir registruoti labai trumpus elektrinius impulsus [30], sklindančius laisvąja erdve. Ši mokslininkų grupė panaudojo tuo metu naują puslaidininkinę medžiagą - jonais bombarduotą silicio sluoksnį ant safyro padėklo (SOS). Šios medžiagos krūvininkų rekombinacijos trukmė yra mažesnė už 1 ps. Taip pat buvo nustatyta, kad šiame puslaidininkyje elektronų judris yra $\sim 30 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, taigi žymiai didesnis nei amorfiniame silicijyje, kuris buvo naudotas pirmuosiuose darbuose. Tačiau atstumas tarp emiterio ir detektoriaus THz spektroskopinėse sistemose buvo tik apie 2 mm [31], todėl dar buvo per anksti šnekėti apie spektroskopinės tokios sistemos panaudojimą. Pirmoji THz-TDS sukurta Ch. Fattinger ir D. R. Grischkowsky. Jie taip pat naudojo dipolinę anteną pagamintą iš jonais apšvitinto SOS [32,31]. THz pluošto kolimavimui buvo panaudotas iš kristalinio safyro pagamintas, hemisferinis lęšis, ir paraboliniai veidrodžiai. Tai leido padidinti THz pluošto sklidimo laisvąja erdvę atstumą iki 100 cm.

THz- TDS sistemos turi didesnę pranašumą nei tradicinė matavimo įranga šiame dažnių diapazone. Jos yra jautresnės tolimajai infraraudonajai spinduliuotei, jų signalas-triukšmas santykis yra didesnis nei 10^5 . Taip pat THz-TDS sistemos pasižymi koherentiniu elektrinio lauko detektavimu, kai tuo pačiu metu registruojama ir THz spinduliuotės fazė ir amplitudė. Sėkmingas THz-TDS sistemų tolimesnis vystymas labai priklauso nuo fotolaidžių medžiagų charakteristikų optimizavimo: krūvininkų gyvavimo trukmės, elektronų judrio, tamsinės varžos ir pažeidimo slenksčio. Medžiagos THz emiterių ir detektorių optoelektroninėms sklendėms parinkimas taip pat priklauso nuo jos žadinimui skirto lazerio generuojamos spinduliuotės bangos ilgio. Atsiradus Ti:safyro lazeriui, plačiausiai naudojami tapo GaAs sluoksniai, užauginti molekulinio pluoštelio epitaksijos būdu (MBE) žemoje temperatūroje [33].

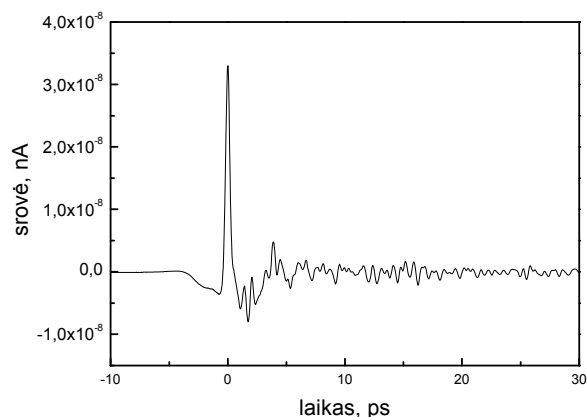
Tipiška terahercinės spektroskopijos sistemos schema pavaizduota 17 pav. Pagrindinės terahercinių impulsų spektroskopijos sistemos dalys yra THz impulsų šaltinis (emiteris), ir THz spinduliuotės imtuvas (detektorius). Abu pagrindiniai sistemos komponentai dirba kaupinami femtosekundinio lazerio. Lazerio impulsas padalinamas į dvi dalis; pirmoji dalis sužadina emiterį, kuris sugeneruoja THz impulsą. Kiekvienas lazerio impulsas THz emityje inicijuoja po vieną terahercinį impulsą, kuris nukreipiamas į THz detektorių. Detektoriuje lazerio impulsu sužadintus krūvininkus judėti verčia THz impulso elektrinis laukas. Kuo trumpesnė detektoriuje optiškai sužadintų krūvininkų gyvavimo trukmė, tuo tiksliau (su geresne laikine skyra) bus atvaizduojamas šio elektrinio lauko kitimas laike.



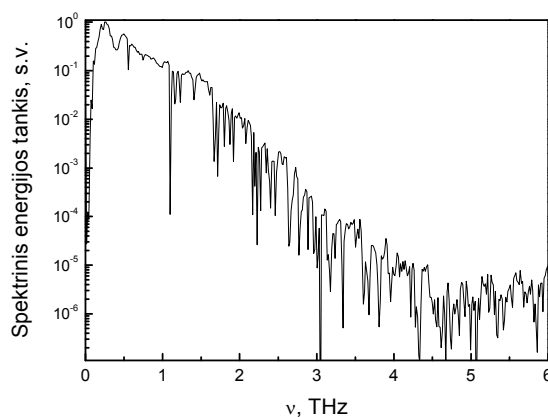
17 pav. THz impulsų spektroskopijos sistemos schema.

Detektoriuje sąveikaujant THz ir lazerio spinduliuotėms, paprastai generuojama elektrinių impulsų seka. Šių impulsų pasikartojimo dažnis lygus lazerio impulsų pasikartojimo dažniui, o jais pernešamas elektros krūvis tiesiogiai proporcingas THz impulso momentinei elektrinio lauko vertei. Generuojamos elektros srovės kryptis priklauso nuo THz impulso elektrinio lauko krypties. Šios srovės stipris geriausiu atveju tesiekia kelis nanoamperus, todėl registravimui reikalingi labai jautrūs prietaisai. Dažniausiai yra naudojamas sinchroninis stiprintuvas- detektorius, kuris reikalauja periodinės registruojamo signalo moduliacijos. Tam tikslui gali būti naudojamas malūnėlis (karpat terahercinį emiterį žadinantį lazerio spindulį) arba į emiterį

vietoj pastovios įtampos paduodant elektrinių impulsų seką. Patalpinus tarp emiterio ir detektoriaus tiriamąjį bandinį, stebimai THz spinduliuotės amplitudės ir fazės pokyčiai, iš kurių galima sužinoti bandinio parametrus (sugerties koeficientą bei lūžio rodiklį).



18a pav. Laikinės terahercų spektroskopijos metodu užregistruotas THz impulsas.

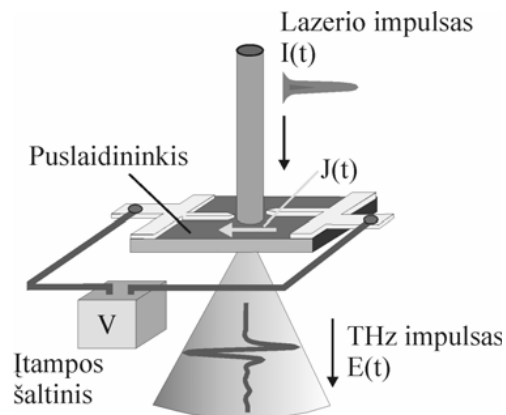


18b pav. THz impulso spektras, gautas atlikus 3 a pav. kreivės sparčiąją Furjė transformaciją.

18a,b paveikslėliuose pateikti laikinės terahercų spektroskopijos metodu užregistruoti THz impulsas (18a pav.), bei šio impulso spektras. THz impulso spektras gaunamas atliekant sparčiąją Furjė transformaciją (18b pav.).

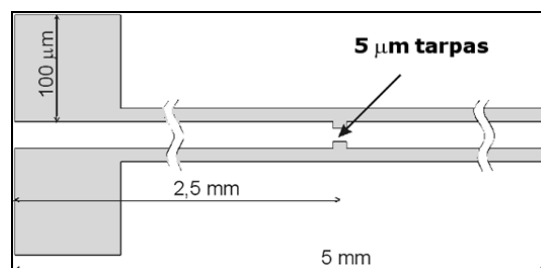
2.4.3. THz optoelektroniniai komponentai

Optoelektroniškai THz impulsai generuojami itin trumpais lazerio impulsais apšvietus tarpą fotolaidžioje dipolinėje antenoje prie kurios prijungiama įtampa (11 pav.). Fotolaidžios antenos yra gaminamos iš puslaidininkių pasižyminčių sparčia krūvininkų rekombinacija. O lazerio spinduliuotės kvanto energija turi būti šiek tiek didesnė nei puslaidininkio draustinės juostos tarpas.



19 pav. THz impulsų generavimas fotolaidžia dipoline antena.

Ant puslaidininkio paviršiaus dažniausiai gaminami H formos kontaktai su kelių mikrometrų ilgio plyšiu (19 pav). Prie kontaktų prijungus kelių dešimčių voltų įtampą, sklendėje teka nedidelė tamsinė srovė. Plyšį sužadinus femtosekundiniu lazerio impulsu, srovė per trumpą laiką, palyginamą su lazerio impulso trukme, daug kartų išauga. Šis srovės kitimas sąlygoja vieno periodo subpikosekundinio elektromagnetinio impulso išspinduliavimą.



20 pav. Terahercinės antenos pagamintos iš fotolaidininko schema.

Apšvietus fotolaidininką lazerio spinduliuote yra pakeičiamas jo laidumas σ . Tokia fotolaidi antena veikia kaip Herco dipolis [28]. Elementaraus Herco dipolio $p(t)$ išspinduliuoto elektromagnetinio impulso elektrinis laukas atstumu r nuo jo, gali būti aprašytas formule:

$$E(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 n^2} \left(\frac{p(t)}{r^3} + \frac{n\dot{p}(t)}{cr^2\partial t} + \frac{n^2\partial^2 p(t)}{c^2 r\partial t^2} \right) \sin\Theta \quad (5)$$

Θ čia yra kampas tarp spinduliuotės krypties ir dipolio ašies, ϵ_0 – vakuumo dielektrinė skvarba, n – medžiagos, kurioje yra sukurtas Herco dipolis, lūžio rodiklis [30].

Pirmas narys (5) formulėje aprašo kvazistacionarų elektrinį lauką, antrasis artimajį, o trečiasis tolimajį laukus. Elektrinį THz spinduliuotės lauką, sklindantį 90 laipsnių kampu nuo Herco dipolio ašies, tolimajame lauke galima užrašyti:

$$E(t) = \frac{\mu_0\partial^2 p(t)}{4\pi r\partial t^2}, \text{ arba } E(t) = -\frac{e\mu_0\partial I(t)}{4\pi r\partial t} \quad (6)$$

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

Išspinduliuotas THz signalas yra surenkamas ir kolimuojamas pritaikius atitinkamą optinę sistemą, kurioje yra naudojami komponentai iš šiamo spektro ruože esančių skaidrių medžiagų (didžiavaržio Si, teflono ir t.t.).

Medžiagos skirtos emiteriams gaminti pasirinkimą paprastai lemia naudojamo lazerio spinduliuotės bangos ilgis. 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.

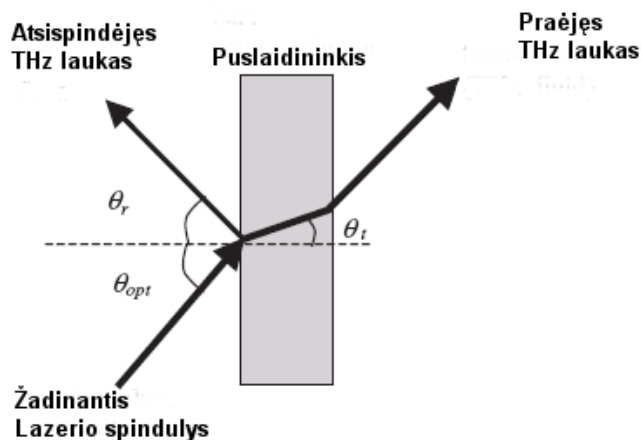
THz detektorius pagal savo konstrukciją primena emiterį (20 pav), tik yra gaminamas iš kiek kitokiais parametrais pasižyminčio puslaidininkio ir, skirtingai nei emityje, neturi prie jo prijungtos įtampos. Svarbu yra tinkamai pasirinkti puslaidininkinę medžiagą, ji turi būti fotojautri lazerio bangos ilgiui bei turėti charakteringų savybių, tokių kaip aukšta savitoji varža, didelis krūvininkų judris ir subpikosekundinis krūvininkų gyvavimo laikas.

Kaip ir emiterio atveju, poroje su Ti:Safyro lazeriu dažniausiai yra naudojamas molekulinio pluoštelio epitaksijos būdu (MBE) užaugintas esant žemai temperatūrai GaAs sluoksnis ir ant jo fotolitografiškai suformuota antena. Žemoje temperatūroje užauginti GaAs sluoksniai įgyja daug unikalių savybių, tinkančių ultrasparčiajai optoelektronikai: elektronų gyvavimo trukmė yra mažesnė nei 1 ps, o patys GaAs sluoksniai tampa didžiavaržiais ir pasižymi palyginti geru elektronų judriu. Į detektorių atsklidusios terahercinės spinduliuotės sukeltas elektrinis laukas verčia judėti optinės spinduliuotės sužadintus krūvininkus ŽT GaAs sluoksnyje. Norint, kad kontūru tekėtų srovė, reikia, kad terahercinė spinduliuotė ir optinis impulsas detektorių pasiektų tuo pačiu laiko momentu. Optinio ir terahercinio pluoštų sutapatinimui laike naudojamos vėlinimo linijos. Detektoriaus elektrinis signalas stebimas sinchroniniu stiprintuvu/detektorium (*Lock-in Amplifier*).

Didinant detektoriaus apertūrą naudojamas pusės sferos formos 3-4 mm skersmens silicio lęšiukas. Jis gaminamas iš didelės savitosios varžos kristalo ($6000\text{--}30000 \Omega \cdot \text{cm}$). Lęšių gamybai patrauklesnis yra silicis su kuo didesne savitąja varža, kadangi tokiam Si yra mažiau krūvininkų sugeriančių terahercinę spinduliuotę. Lęšiukas priglaudžiamas priešingoje GaAs plokštelės pusėje, kurioje nėra suformuota antena.

2.5. THz generavimas puslaidininkio paviršiuje

Paviršinė terahercinė spinduliuotės emisija gaunama žadinant įvairių puslaidininkių paviršius femtosekundinio lazerio impulsais. Puslaidininkio paviršiuje, dėl paviršinių lygmenų užpildymo valentinė ir laidumo juostos užlinksta, taip susidaro statmenas paviršiui pakankamai stiprus elektrinis laukas. Į tokį puslaidininkio paviršių krentant fotonams, kurių energiją didesnė už puslaidininkio draustinės juostos tarpą, sužadinti krūvininkai yra pagreitinami vidiniu elektriniu lauku. Taip susidaro trumpalaikė srovė, kuri išspinduliuoja terahercinio dažnio elektromagnetinę bangą.



21 pav. THz generacija iš puslaidininkio paviršiaus.

Paviršinės THz spinduliuotės generavimas gali būti paaškinimas tuo, kad šviesos kvantų sužadintieji krūvininkai ekranuoja paviršinią lauką puslaidininkio paviršiuje. Tokiu būdu sukuriama momentinė, kintanti srovė, dėl ko ir išspinduliuojamas vieno svyravimo periodo THz dažnio impulsas [34]. Išspinduliuotas THz impulsas aprašomas taip[35]:

$$\begin{aligned}
 E_{THz}(t) &= Z_s J_s(t) \sin \vartheta_r / (\cos \vartheta_r + n \cos \vartheta_t) = \\
 &= e Z_s [\sin \vartheta_r / (\cos \vartheta_r + n_s \cos \vartheta_t)] \int_0^{\infty} n(x,t) v(E_b(x,t)) dx
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

čia Z_s - 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 (21 pav).

Apskritai THz emisiją iš puslaidininkio paviršiaus gali lemti daugelis fizikinių reiškinių. Tai gali būti netiesiniai optiniai mechanizmai tokie kaip: optinis lyginimas (OR – Optical rectification), poslinkio (shift) srovė arba elektriniu lauku indukuotas optinis lyginimas (EFIOR – Electrical field induced optical rectification). THz emisiją gali nulemti fotosrovės bangos efektas, sąlygotas paviršiniu elektriniu lauku ir/arba foto Demberio efektu dėl elektronų ir skylių judrių skirtumo. Spartus elektrinio lauko pokytis arti paviršiaus kartu gali inicijuoti ir išorinių krūvininkų plazmines oscilijas,

kas, savo ruožtu, sustiprina THz bangą. Puslaidininkio kaupinimas impulsine spinduliuote gali sukelti gardelės virpesių (koherentiniai fononai) koherentinę generaciją. Pastarieji nulemia makroskopinės dielektrinės poliarizacijos osciliacijas ir elektromagnetinių bangų emisiją, kuri atitinka fonono dažnį. Be to, stebimą spinduliuotę vienu metu gali sąlygoti ir keli fizikiniai mechanizmai. Taip pat, THz signalas priklauso ir nuo žadinimo sąlygų.

Puslaidininkių paviršiuose generuojama spinduliuotė yra reikšminga ne tik taikymams, bet ir fundamentiniams emituojančių medžiagų tyrimams. Puslaidininkio paviršiaus emituojamas THz signalas atspindi ultrasparčius poliarizacijos bei laidumo srovės pokyčius indukuojamus ultraspartaus optinio sužadavimo. Tai suteikia tiesioginės informacijos apie spartųjį krūvininkų ir poliarizacijos pokytį tiriamoje sistemoje. Be to, emituojama spinduliuotė nuo puslaidininkio paviršiaus pasižymi platesniu ir geresnės formos THz pluoštu, o tai gali būti naudinga tokiose specifinėse srityse, kaip, pavyzdžiui, THz vaizdų gavimo sistemose.

Išvados

Fotolaidumo kinetikos tyrimo rezultatai gana lengvai interpretuojami, tačiau būtinybė sukurti elektrinį impulsą dispersinėje aplinkoje kompromituoja fotolaidumo matavimus ultrasparčių procesų tyrimo atveju, nes itin trumpi elektriniai impulsai, sklisdami perdavimo linijomis, labai greitai išplinta.

Optinio kaupinimo ir optinio zondavimo metodikos pasižymi itin gera laikine skyra, tačiau matuojamo signalo pokyčius lemia daugelis veiksnių, todėl rezultatų interpretavimas tampa labai sudėtingu.

Zondavimas teraherciniais impulsais savo esme labai panašus į fotolaidumo matavimus, kuriuose išspręsta dispersijos problema. Pagrindinis iššūkis įdiegiant optinio kaupinimo – terahercinio zondavimo metodiką - maža šiuolaikinių terahercinių impulsų emiterių galia, kelianti didelius reikalavimus terahercinių impulsų detektoriams bei matavimo stendui apskritai.

3. Eksperimento metodika

Šiame darbe naudota optinio kaupinimo ir terahercinio zondavimo metodika leidžia išmatuoti fotosužadintų krūvininkų nulemto pralaidumo terahercinei spinduliuotei pokytį. Puslaidininkuose THz fotono energijos dažniausiai neužtenka sužadinti rezonansiniams perėjimams tarp valentinės ir laidumo juostų, todėl tiriant THz sugertį, nereikia atsižvelgti į tokius netiesinius efektus kaip indukuota sugertis ar draustinės juostos renormalizacija, kurie labai apsunkina krūvininkų kinetikos tyrimus taikant optinio žadinimo ir optinio zondavimo metodikas.

3.1. Optinio kaupinimo – THz zondavimo metodika

Optiškai sužadinus fotojautrų puslaidininkinį tiriamąjį bandinį jame sugeneruojami laisvieji krūvininkai, kurie keičia bandinio pralaidumą terahercinei spinduliuotei. Vėlinant žadinantį (arba zonduojantį THz) pluoštą gaunama fotosužadintų krūvininkų laikinė skleistinė. Literatūroje yra žinoma keletas būdų laikinei skleistinei gauti ir nustatyti. Vienas iš jų – stebėti maksimalios THz impulso vertės pokytį (arba galios vertę jei naudojamas bolometras) keičiant žadinančio impulso vėlinimą. Kitas būdas, keičiant zonduojantį THz impulsą matuoti THz spektrą skirtingais fiksuotais laiko momentais po sužadinimo. Trečias būdas vienu metu keičiant abiejų žadinančio bei zonduojančio impulsų vėlinimą (2 D metodas).

Pirmieji optinio žadinimo- terahercinio zondavimo metodiką savo tyrimuose panaudojo D. Auston ir kiti [36]. Autoriai naudojo sustiprintą lazerinę sistemą bei elektrooptinį emiterį. Tiriamoji medžiaga GaAs buvo montuojamas tiesiai ant elektrooptinio kristalo. Šiuo atveju sugeneruoti THz impulsai sklisdami kristalu atsispindėdavo nuo GaAs paviršiaus. Šiuo atveju nebuvo naudojama laisva erdve sklindanti spinduliuotė kaip įprasta vėlesniuose darbuose, tačiau tai padėjo tvirtus pagrindus tolesniems optinio

žadinimo- terahercinio zondavimo tyrimams. Sekantys darbai pasirodė tik po kelerių metų. B. I. Greene ir kiti taip pat tyrinėjo optines GaAs savybes [37]. Jie naudojo sustiprintą dažų lazerio sistemą generuojančią 70 fs trukmės bei 630 nm bangos ilgio spinduliuotę. THz impulsai buvo generuojami InP emiteriu, o detektuojami žematemperatūriniu GaAs. Po metų D. R. Dykaar ir kiti pristatė straipsnį kuriame nagrinėjo GaAs bei InP savybes [38]. Kaip ir ankstesniuose darbuose buvo naudota panaši lazerinė sistema (100 fs bei 660 nm). Tačiau skirtingai nei jų pirmtakai, praėjusius pro tiriamąją medžiagą THz impulsus jie detektavo bolometru. Nuo to laiko pasirodė nemažai įvairių autorių straipsnių, tyrinėjančių skirtingas medžiagas bei siūlančių vis kitas metodikos galimybes.

3.2. THz signalo registravimo būdai

Viena iš svarbių metodo modifikacijų yra kuomet praėjusi pro bandinį THz spinduliuotė registruojamas bolometru. Tai yra vienas jautriausių detektavimo būdų minimų literatūroje [38, 39, 40]. Tačiau reikia atkreipti dėmesį, kad naudojant bolometrą registruojama tik praėjusio pro bandinį THz lauko galia. Šiuo atveju nėra jokios informacijos apie spektrus ar fazes. Taigi, nepaisant galimybės gana sparčiai registruoti labai mažus THz signalus, detektavimas bolometru netapo labai populiarus. Šiuo metu plačiau naudojami koherentiniai detektavimo būdai, kurie leidžia plačiame dažnių ruože nustatyti medžiagos kompleksinį laidumą. Kadangi toks detektavimo būdas teikia daugiau informacijos apie medžiagoje vykstančius procesus nei registravimas bolometru, toliau bus aptariami konkretūs koherentinio detektavimo atvejai.

Pastaruosius du dešimtmečius plačiausiai naudojami du THz spinduliuotės registravimo būdai: elektrooptinis [41,42,43] bei fotolaidžiu detektoriumi [44, 37,45]. Iš esmės jie skiriasi savo registravimo ypatybėmis.

Elektrooptiniam detektavimui dažniausiai yra naudojamas ZnTe kristalas [46, 47], o THz spinduliuotės registravimui gali būti laisvai

pasirenkamas tinkamiausias detektorius. Šis detektavimo būdas efektyviausias naudojant sustiprintas lazerines sistemas kurių pasikartojimo dažniai yra dideli [48, 49-, 50]. Tokios Titano Safyro lazerinės sistemos generuoja apie 1 kHz pasikartojimo dažnio 100-150 fs trukmės impulsus, jų bangos ilgis apie 800 nm [51, 52, 53]. Tačiau nepaisant savo efektyvumo, elektrooptiniams kristalams būdingos optinių fononų nulemtos sugertiems juostos. Dėl šios ypatybės dalis spektrinės informacijos yra prarandama.

Savo ruožtu fotolaidūs detektoriai dažniau naudojami Titano safyro osciliatorių sistemose [54, 55 56]. Literatūroje minimos dviejų tipų sistemos: generuojančios ~76 MHz dažnį [56, 57], bei ~100 MHz [58]. Didelis šio detektavimo būdo privalumas yra schemos kompaktiškumas, kadangi detektavimui naudojamas tik vienas prietaisas. Patys detektoriai dažniausiai yra gaminami iš ŽT GaAs [44, 56]. Priešingai nei elektrooptiniams kristalams, fotolaidiems detektoriams nėra būdingos fononinės sugerties juostos, todėl spektrinė informacija yra išsaugoma. Tačiau jiems būdingas įsisotinimas kuris lemia detektoriaus darbo režimo apribojimą.

3.3. THz emiterio pasirinkimas

Iš literatūroje skelbiamų publikacijų matyti, kad naudojama lazerinė sistema turi didelę reikšmę THz emiterio pasirinkimui. Naudojant Ti: Safyro osciliatorių paprastai naudojami fotolaidūs emiteriai [44, 59], kadangi esant mažoms sužadinimo energijoms šie THz šaltiniai yra patys efektyviausi. Tuo tarpu kalbant apie sustiprintas sistemas kuriose sužadinimo energijos yra gana didelės, fotolaidūs emiteriai tampa nebeefektyvūs dėl įsisotinio. Literatūroje pateikiama darbų aprašančių plačiatarpių emiterių panaudojimą esant didelėms sužadinimo energijoms [60]. Šių emiterių darbo režimas yra platesnis nei siauratarpių. Vis tik literatūroje pastebima ryški tendencija sustiprintose lazerinėse sistemose naudoti ZnTe emiterius [61, 62]. Nors efektyvumo prasme fotolaidūs emiteriai yra geresni, platus darbo režimas ir ne toks greitas

sotinimasis suteikia elektrooptiniams emiteriams didelį pranašumą dirbant su galingomis lazerinėmis sistemomis. Tačiau, netiesiniams optiniams efektams būdingi tam tikri apribojimai, tai ir koherentinių ilgių suderinamumas kristale, taip pat ir anksčiau minėtos ZnTe kristalui būdingos fononinės sugerties juostos. Šie efektai mažina emiterių efektyvumą, todėl norint išvengti kietam kūnui būdingų apribojimų pastaruoju metu vis dažniau literatūroje sutinkamos publikacijos kuriose kaip emiteris naudojama plazma [63]. Tokių emiterių spektrai yra labai platūs, tačiau šios sistemos reikalauja ypač didelių sužadavimo energijų.

3.4. Pluoštų sutapatinimas

Viena rimtų optinio kaupinimo- terahercinio zondavimo metodikos problemų yra optinio bei THz pluoštų sutapatinimas. Žadinantis optinis pluoštas turi „apgauti“ THz pluoštą. Turint sustiprintą lazerinę sistemą sužadavimo tankis yra žymiai didesnis nei naudojant paprastą osciliatorių. Problema atsiranda kai naudojant paprastą osciliatorių reikia gerai sufokusuoti THz pluoštą, tai yra ganėtinai komplikuota užduotis. Paprastai GaAs yra sužadinama 10^{15} cm^{-3} krūvininkų. Nepavykus kokybiškai sufokusuoti THz pluošto tenka sužadinti žymiai daugiau laisvųjų krūvininkų (10^{17} cm^{-3}). Tačiau tuomet matuojamas santykinis pralaidumo pokytis ($-\Delta T/T$) yra net ~ 100 kartų mažesnis. Taigi, esant mažiems signalams labai svarbu turėti kokybišką emiterio ir detektoriaus sistemą, kad būtų įmanoma tokius signalus užfiksuoti. Šiuo atveju, eksperimentatorius patenka ties matavimų riba, kuomet naudojant osciliatorių, maži matuojami signalai reikalauja kokybiškos ir jautrios emiterio bei detektoriaus sistemos. Dėl tokios komplikuotos padėties, pasaulyje yra atlikta bei publikuota vos keletas tokių darbų [56, 64].

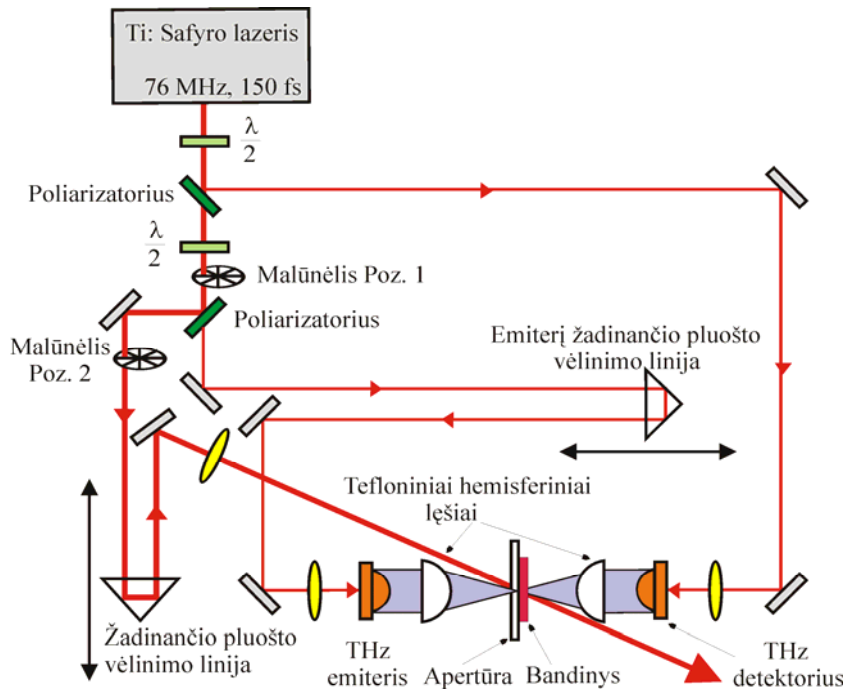
3.5. Eksperimentinis standas

Visuose eksperimentuose naudojama trijų pakopų „Coherent“ firmos lazerinė sistema. Sistemą sudaro lazerinių diodų matrica kaupinamas Nd:YAG „Verdi“ lazeris, kurio antros harmonikos spinduliuote kaupinamas Ti:Safyro lazeris „Mira“. Femtosekundinio lazerio spinduliuotės bangos ilgis $\lambda = 800$ nm, impulso trukmė 150 fs, impulso energija 7 nJ (vidutinė galia lygi 600 mW, kai pasikartojimo dažnis 76 MHz).

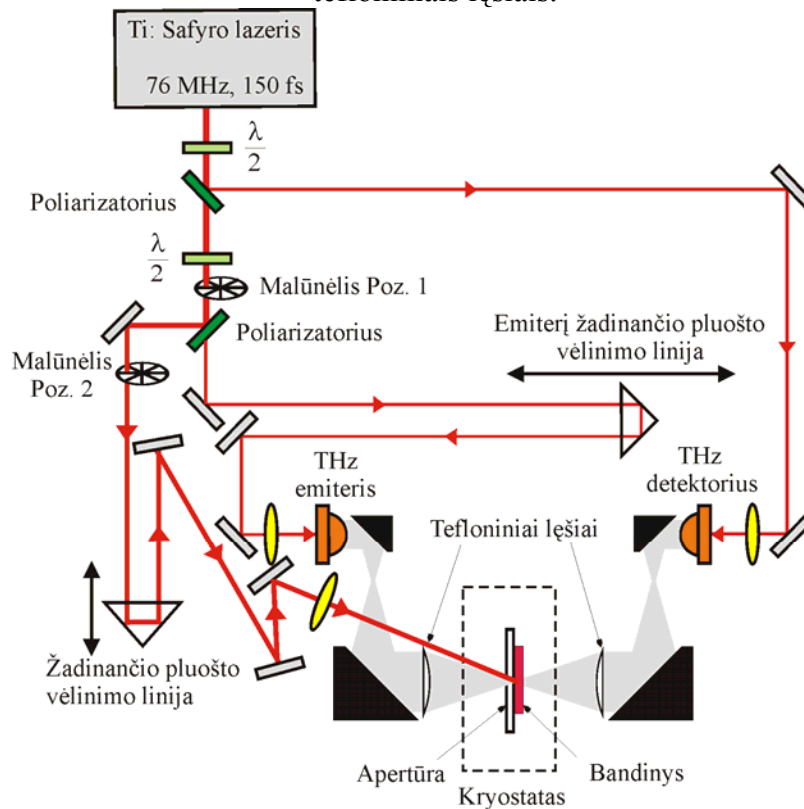
Optinio kaupinimo ir terahercinio zondavimo metodikos schema pavaizduota 22 paveikslėlyje. Optinis impulsas poliarizatorių pagalba padalinamas į tris skirtingos galios impulsus: pirmoji emiteryje inicijuoja terahercinio impulso generavimą, antroji lazerio impulso dalis labai trumpam laikui aktyvuoja THz detektorių. Trečioji impulso dalis, tiriamojo bandinio paviršiuje sužadina nepusiausvyruosius krūvininkus.

Terahercinių impulsų emiteris veikia optoelektroninės sklendės, prie kurios yra prijungta įtampa, pagrindu. Apšvietus lazerio impulsu, optoelektroninė sklendė labai greitai pereina iš nelaidžios būsenos į laidžią. Šis procesas sąlygoja terahercinio impulso išspinduliavimą.

Emiteryje sugeneruota THz spinduliuotė link detektoriaus sklinda laisva erdve. Kadangi sklindant laisva erdve THz pluoštelis išplinta, jo nuvedimui iki detektoriaus naudojami hemisferiniai tefloniniai lęšiai (22 pav), arba paraboliniai auksu padengti veidrodžiai (23 pav).



22 pav. Optinio žadinimo – terahercinio zondavimo schema su tefloniniais lęšiais.



23 pav. Optinio žadinimo – terahercinio zondavimo schema su paraboliniais veidrodžiais ir kriostatu.

Detektorius taip pat veikia optoelektroninės sklendės pagrindu, tačiau prie jo nėra prijungiama įtampa, o lauką jame sukuria atėjęs terahercinis impulsas. Detektorių apšvietus lazerio impulsu, sklendėje sužadinami krūvininkai kurie judės terahercinio lauko kryptimi. Jei sklendėje esančių krūvininkų gyvavimo trukmė bus labai trumpa, tuomet detektoriumi tekanti srovė bus proporcinga momentinei THz impulso elektrinio lauko vertei. Srovė registruojama sinchroniniu stiprintuvu. O terahercinis impulsas nuskanuojamas keičiant vėlinimą, tarp emiterių ir detektorių žadinančių lazerio impulsų.

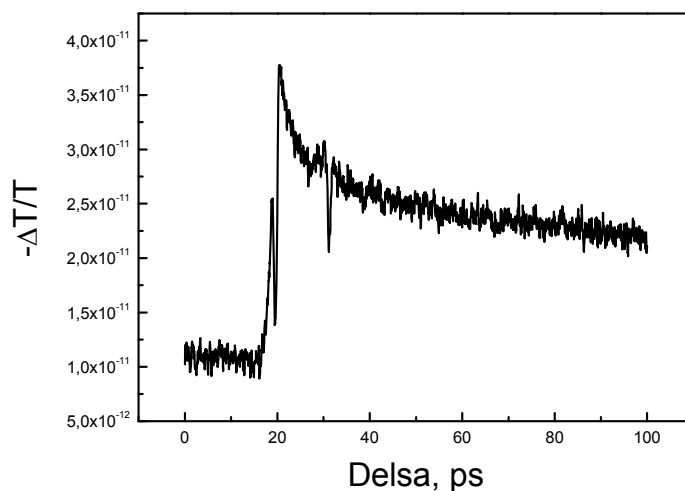
Optiškai sužadinus bandinį, dėl laisvagrūvės sugerties sumažėja jo pralaidumas terahercinei spinduliutei. Laisvagrūvė sugertis įtakoja medžiagos kompleksinės dielektrinės skvarbos pokytį, todėl sumažėja medžiagos pralaidumas THz spinduliutei. Keičiant vėlinimą tarp bandinių pasiekiančių optinio ir terahercinio impulsų, galima matuoti kompleksinės dielektrinės skvarbos kitimą laike.

Daugelio bandinių charakteristikos keičiasi esant žemoms matavimo temperatūroms. Tam tikslui buvo tiriamos bandinių charakteristikų temperatūrinės priklausomybės. 23 paveikslėlyje pateikta optinio žadinimo-THz zondavimo schema naudojama eksperimentams žemose temperatūrose. Šiuo atveju THz pluošto sąsmaukoje yra talpinamas kriostatas, o tefloniniai lęšiai pakeičiami į auksu padengtus parabolinius veidrodžius. Bandiniai tvirtinami ant kriostate esančios diafragmos, kuri užtikrina THz ir optinės spinduliuotės sutapatinimą bei tolygią fotosužadintą sritį bandinyje. Optinio ir terahercinio pluoštų sutapatinimui laike naudojama vėlinimo linija. Nuostovusis elektrinis signalas, išeinantis iš fotolaidaus detektoriaus stebimas prijungus jį prie sinchroninio stiprintuvo/detektoriaus (*Lock-in Amplifier*).

3.5.1. Praktinės problemos

Registruojama THz spinduliuotė praėjusi pro tiriamąjį bandinį nustatoma ties maksimaliu THz signalu. Slenkant žadinančiojo pluošto

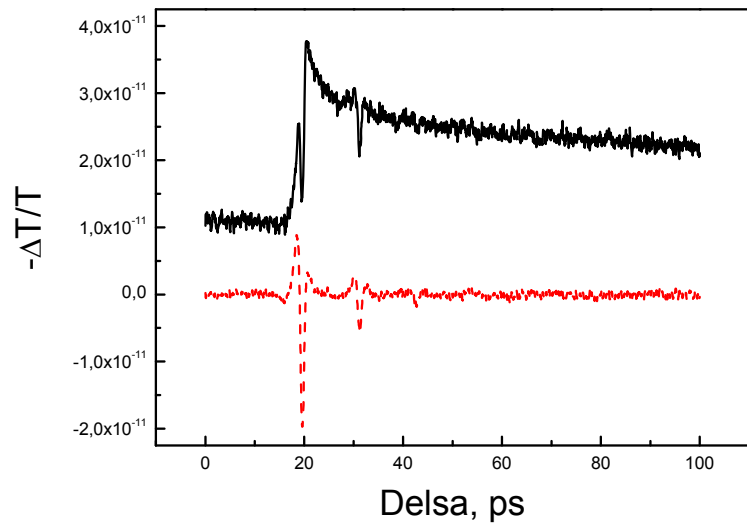
vėlinimo linija, ir matuojant praėjusį pro bandinį THz signalą gaunama srovės pratekančios sinchroniniu detektorium kitimo laikinė priklausomybė, kuri atspindi fotosužadintų krūvininkų dinamiką. Matavimo pavyzdys pateiktas 24 paveikslėlyje.



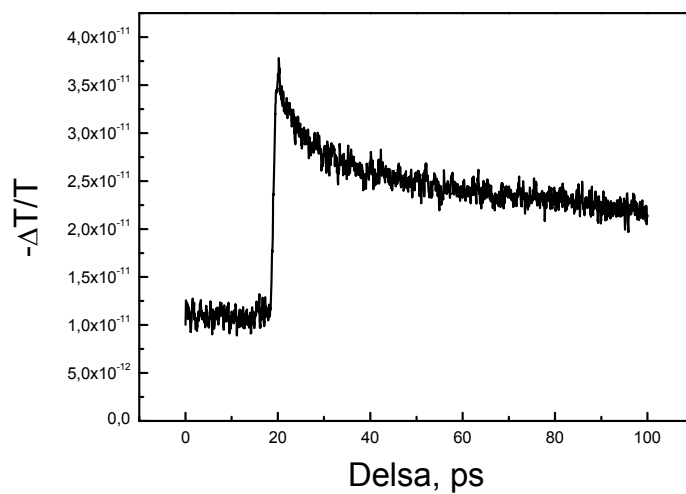
24 pav. Optiškai indukuotas THz impulso sugerties kitimas laike.

24 paveikslėlyje matyti užregistruotas signalas susidedantis iš dviejų komponentių. Pirmoji atspindi bandinio pralaidumo terahercinėms bangoms pokytį. Antroji komponentė atsiranda dėl optiškai sužadinto bandinio išspinduliuojamo THz impulso. Norint atskirti šiuos du efektus reikia atlikti papildomą matavimą uždengus THz emiterį žadinantį pluoštą. 25 paveiksle pateiktos užregistruotos abi kreivės: atidengus ir uždengus emiterį žadinantį pluoštą.

Išmatavus abi kreives - be minėto uždengimo ir su juo, telieka atimti iš pirmosios kreivės antrąją. Galutinis rezultatas atitiks optiškai indukuotą THz impulso sugerties kitimą laike (26 pav).



25 pav. Optiškai indukuoto THz impulso sugerties kitimas laike (juoda kreivė- THz impulso pralaidumo pokytis praėjus pro bandinį. Raudona kreivė- bandinio išspinduliuotas THz impulsas, išmatuotas uždengus THz emiterį žadinantį pluoštą).

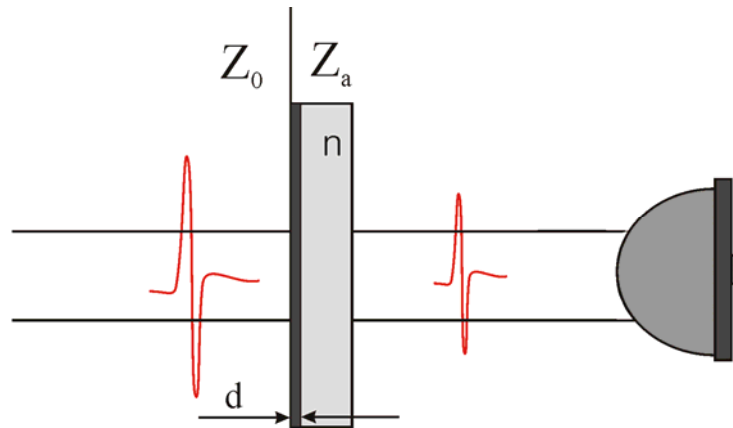


26 pav. Optiškai indukuotas THz impulso sugerties kitimas laike įvertinus bandinio išspinduliuojamo THz impulso įtaką.

3.6. Pralaidumo THz spinduliuotei analizė

Fizikinių kūnų paviršiai yra ribos, skiriančios skirtingų savybių medžiagas. Šiame skyrelyje nagrinėjamas THz spinduliuotės sklidimas per oras- puslaidininkis ribą. Išsiaiškinsime, kaip pakinta puslaidininkio paviršiaus pralaidumas terahercinei spinduliuotei po optinio sužadavimo.

Tarkime, kad optiškai sužadinus puslaidininkį, paviršiuje sugeneruojami laisvieji krūvininkai sudaro ploną d storio laidų sluoksnį (27 pav). Jeigu šio sluoksnio storis yra žymiai mažesnis už THz impulso įsiskverbimo į medžiagą gylį δ bei THz spinduliuotės bangos ilgį ($d \ll \delta < \lambda_{THz}$), tai elektrinis laukas visame sluoksnyje bus pasiskirstęs tolygiai ($E = \text{const.}$).



27 pav. THz spinduliuotės sklidimas oras – puslaidininkis riboje. d – laisvųjų krūvininkų indukuotas plonas laidų sluoksnis, n – lūžio rodiklis, Z_0 – vakuumo banginė varža, Z_a – medžiagos banginė varža.

Užrašome elektromagnetinio lauko sklidimo kraštines sąlygas:

$$\begin{cases} E_0 + E_r = E_t \\ H_0 - H_r = H_t + \eta \end{cases} \quad (8)$$

čia E_0, H_0 – į bandinį krintančios spinduliuotės elektrinio ir magnetinio lauko amplitudės, E_r, H_r atsispindėjusios spinduliuotės elektrinio ir magnetinio lauko

amplitudės, E_t , H_t – pro bandinį praėjusios spinduliuotės elektrinio ir magnetinio lauko amplitudės, η - paviršinės srovės tankis optiškai sužadintame sluoksnyje. Pasinaudojus elektrinio ir magnetinio lauko stiprumo amplitudžių santykiu, skaičiavimų patogumui antrąją (8) sistemos lygtį pertvarkome pagal elektrinio lauko amplitudes:

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} = \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}} = Z_a \quad (9)$$

čia ε_a - absoliutinė dielektrinė skvarba, ε – santykinė dielektrinė skvarba, μ_a - absoliutinė magnetinė skvarba, μ – santykinė magnetinė skvarba, ε_0 , μ_0 - dielektrinė ir magnetinė konstantos, Z_a - medžiagos banginė varža.

Kadangi nagrinėjamos medžiagos yra nemagnetinės, tai $\mu = 1$, o vakuume ir $\varepsilon = 1$. Tuomet (9) sąryšis įgyja pavidalą:

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = Z_0 \quad (10)$$

čia Z_0 - vakuomo banginė varža kuri su medžiagos lūžio rodikliu susieta sąryšiu:

$$\frac{Z_0}{Z_a} = n \quad (11)$$

Pagrindiniai parametrai, naudojami laisvųjų krūvininkų savybes puslaidininkiuose aprašančiuose matematiniuose modeliuose yra medžiagos specifinis laidumas σ , ir dielektrinė skvarba ε . Todėl paviršinės srovės tankio išraišką susiesime su medžiagos laidumu :

$$\eta = jd = \sigma E_t d \quad (12)$$

čia j - srovės tankis.

Pasinaudojus (9) – (12) sąryšiais, elektrinio ir magnetinio lauko kraštinių sąlygų sistemą (8), galime užrašyti taip:

$$\begin{cases} E_0 + E_r = E_t \\ 1 + \frac{E_r}{E_0} - n \frac{E_t}{E_0} = Z_0 \sigma d \frac{E_t}{E_0} \end{cases} \quad (13)$$

Įvedame pažymėjimus:

$$\frac{E_t}{E_0} = T \quad (14)$$

$$\frac{E_r}{E_0} = R \quad (15)$$

$$y = Z_0 \sigma d \quad (16)$$

čia T - ribos oras – puslaidininkis pralaidumo koeficientas. R - ribos oras – puslaidininkis atspindžio koeficientas.

Tuomet (14) lygčių sistema įgyja pavidalą:

$$\begin{cases} 1 + R - T = 0 \\ 1 - R - nT = yT \end{cases} \quad (17)$$

Sprendžiant šią lygčių sistemą randame THz spinduliuotės pralaidumo koeficientus prieš sužadinant puslaidininkį šviesa bei po sužadinimo:

$$T_1 = \frac{2}{n+1+y} \quad (18)$$

$$T_0 = \frac{2}{n+1} \quad (19)$$

čia T_1 - pralaidumo koeficientas po optinio sužadinimo, T_0 - pralaidumo koeficientas prieš sužadimą. Ieškomas THz spinduliuotės pralaidumo pokytis:

$$-\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{y}{1+n}, \quad \text{kai } y \ll 1 \quad (20)$$

Sąlyga $y \ll 1$ plaukia iš sąlygos $d \ll \delta < \lambda_{THz}$. Pasinaudojus (16) išraiška randame THz spinduliuotės pralaidumo pokyčio formulę:

$$-\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{Z_0 \sigma d}{1+n} \quad (21)$$

Pasinaudojus sąryšiu $\sigma = Ne\mu$, gauname:

$$-\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{Z_0 Ne\mu d}{1+n} \quad (22)$$

čia N - krūvininkų tankis, μ - krūvininkų judris, e - elektrono krūvis.

(22) sąryšis yra patogus norint susieti eksperimentiškai matuojamą pralaidumo pokytį THz spinduliuotei su tokiais svarbiais medžiagos parametrais kaip krūvininkų tankiu N , bei judriu μ .

Išvados

Atliekant optinio kaupinimo – terahercinio zondavimo eksperimentą, matuojamas terahercinio impulso pralaidumo pokytis, kuris yra tiesiog proporcingas krūvininkų judrio ir koncentracijos sandaugai.

Kadangi elektronų judris maždaug eile didesnis už skylių judrį, optinio kaupinimo – terahercinio zondavimo metodas daugeliu atveju yra tinkamas tik nepusiausvirųjų elektronų relaksacijos tyrimams.

4. Krūvininkų gyvavimo trukmės matavimai

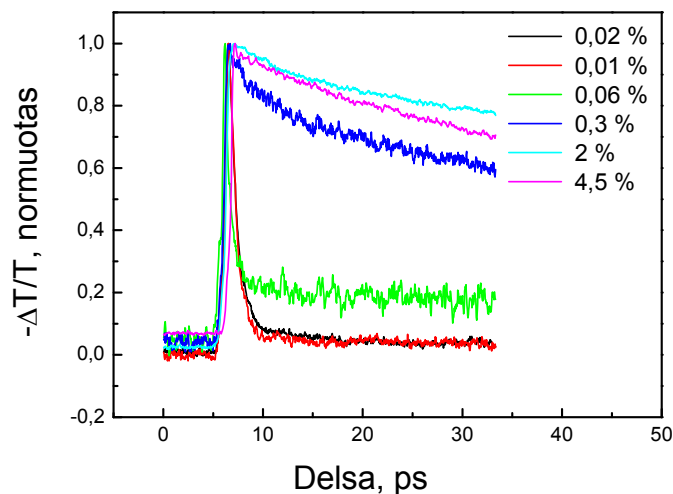
Krūvininkų gyvavimo trukmės matavimai yra seniausias ir plačiai naudojamas optinio žadinimo – THz zondavimo tyrimo metodo taikymas. Gyvavimo trukmių matavimai daugiausiai buvo atliekami medžiagose, iš kurių gaminami THz impulsų emiteriai bei detektoriai, naudoti vėlesniuose tyrimuose. Šiame skyriuje iš visų gyvavimo trukmės tyrimų bus aprašyti tie, kurie buvo skirti GaMnAs, ir jonais implantuotas GaAs kristaluose.

4.1. Pagrindinės GaMnAs savybės

Pastaruoju metu $Ga_{1-x}Mn_xAs$ kelia didelį mokslininkų susidomėjimą dėl savybių keisti generuojamos šviesos poliarizaciją. Tokia medžiaga gali būtų plačiai taikoma ir spintronikoje. Taigi, aktualu žinoti tokias šios medžiagos savybes kaip krūvininkų gyvavimo trukmė ar judris. Minėtus parametrus leidžia nustatyti optinio žadinimo- terahercinio zondavimo metodika.

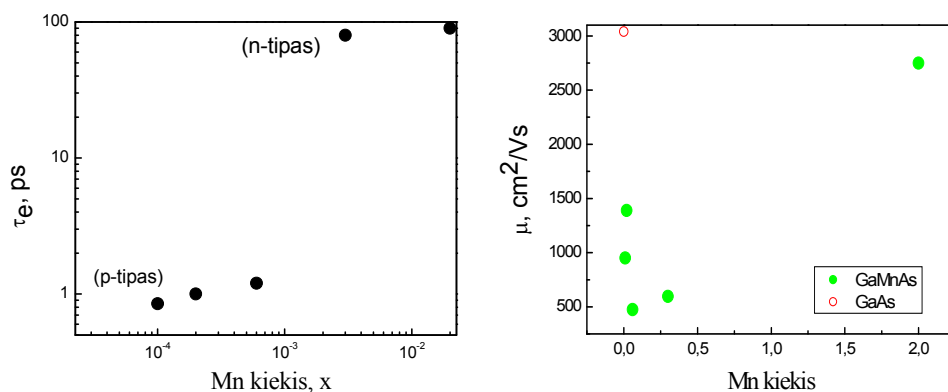
Eksperimentiškai tirti $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ bandiniai užauginti ant pusiau izoliuojančių (100) GaAs padėklų su tarpiniu ŽT GaAs sluoksniu. Mn kiekis bandiniuose kito nuo 0,01% iki 4,5 %. Sluoksniai užauginti molekulinio pluoštelio epitaksijos (MBE) būdu. Kad nevyktų Mn segregacija ir sluoksniu paviršiuje nesusiformuotų Mn ir As klasteriai $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ sluoksniai buvo auginami žemoje 240°C temperatūroje, kaip ir tarpiniai ŽT GaAs sluoksniai. Auginimo greitis 0,2 monosluoksniai per sekundę.

28 paveikslėlyje patektas terahercinio impulso pralaidumo pokytis, matuotas bandiniuose su skirtingais Mn kiekiais. Kaip matyti iš šių eksperimentinių rezultatų, elektronų gyvavimo trukmės smarkiai priklauso nuo Mn kiekio bandiniuose. Iš 28 paveikslėlio matyti, kad bandinius galima suskirstyti į dvi grupes. Daliai bandinių su mažesniu Mn kiekiu būdingos labai trumpos krūvininkų gyvavimo trukmės (krūvininkų tankio mažėjimas šiuose bandiniuose yra labai greitas). Kitai bandinių grupei ši krūvininkų gyvavimo trukmė yra žymiai didesnė (šiai grupei bandinių krūvininkų tankio kitimas yra žymiai lėtesnis).



28 pav. Elektronų gyvavimo trukmių priklausomybės nuo Mn kiekio GaMnAs bandinyje.

Kaip jau parodyta anksčiau, iš pralaidumo pokyčio kinetikų galima nustatyti tokius svarbius medžiagos parametrus: nepusiausvyrųjų elektronų gyvavimo trukmes bei judrius. Žemiau pateikta elektronų gyvavimo trukmės bei judrio priklausomybės nuo Mn kiekio bandinyje. Matavimai buvo atlikti kambario temperatūroje. Kaip matyti iš 29 pav, pasiekus tam tikrą Mn koncentraciją, elektronų gyvavimo trukmė šuoliškai padidėja, o elektronų judris, prie tų pačių Mn koncentracijų, turi minimumą. Taigi, Mn kiekiui kintant nuo 0,06% iki 0,3 % krūvininkų gyvavimo trukmė šuoliškai padidėja. Taip pat termozondu atlikti tyrimai parodė, kad krūvininkai su didesnėmis gyvavimo trukmėmis yra n tipo, o su mažesnėmis krūvininkų gyvavimo trukmėmis – p tipo.



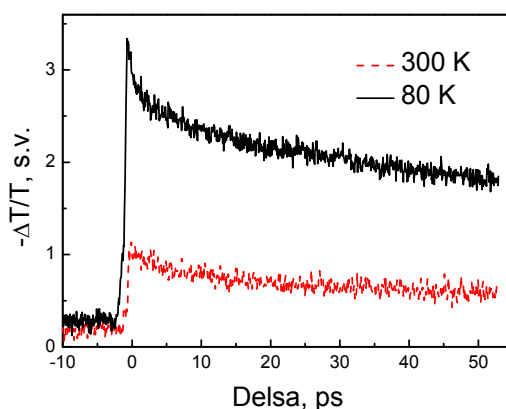
29 pav. krūvininkų gyvavimo trukmės ir judrio priklausomybė nuo Mn kiekio bandinyje.

Žinoma, kad auginant GaAs žemoje temperatūroje, susidaro pakeistiniai As_{Ga} defektai bei galio vakansijos (V_{Ga}). V_{Ga} , kurie yra akceptoriniai, jonizuoja pakeistinius As_{Ga} donorus. Jonizuoti As_{Ga} defektai yra efektyvios elektronų gaudyklės. ŽT GaAs apie 10% pakeistinių As_{Ga} defektų yra jonizuoti, kadangi galio vakancijų yra ~10 kartų mažiau. $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ sluoksniai buvo auginami žemoje temperatūroje, taigi jie turi ŽT GaAs būdingus defektus: tarpmezginius

Mn_i defektus, pakeistinius As_{Ga} bei Mn_{Ga} . Kadangi Mn_i ir As_{Ga} yra donorai, jie kompensuoja pakeistinus Mn_{Ga} defektus, kurie kaip ir V_{Ga} yra akceptoriai.

Priklausomai nuo Mn_i ir Mn_{Ga} santykio, medžiagoje vyksta keletas reikšmingų procesų lemiančių krūvininkų gyvavimo trukmę bei medžiagos tipą. Esant tam tikrai Mn koncentracijai, Mn_i tarpmaziniai defektai kompensuoja Mn_{Ga} ir As_{Ga} , taip šuoliškai padidindami krūvininkų gyvavimo trukmę. Kaip matyti iš 29 paveikslėlio, tokia Mn koncentracija yra 0,3%. Kitas svarbus procesas, vykstantis esant šiai koncentracijai, yra medžiagos pasikeitimas iš p-tipo į n- tipą. Tai vyksta dėl Mn_{Ga} defektų, kurie yra akceptoriai, kompensavimo.

$Ga_{1-x}Mn_xAs$ sluoksniai su įvairiais Mn kiekiais buvo tiriama skirtingose temperatūrose. Pastebėta, kad bandinių su mažesniu Mn kiekiu indukuoto pralaidumo pokytis, keičiantis temperatūrai praktiškai nekinta. 30 paveikslėlyje matyti žybaus pokyčio atsiradimas bandiniams su 0,3 % Mn. Indukuoto pralaidumo pokytis padidėja, temperatūrai sumažėjus beveik tris kartus. Priežastis, didesnis elektronų judris esant mažoms bandinio temperatūroms.



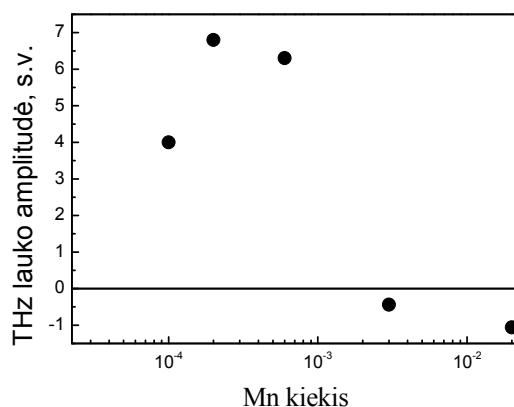
30 pav. GaMnAs (0,3 % Mn) krūvininkų dinamika, matuota skirtingose temperatūrose.

Matyti, kad esant 80 K temperatūrai, pralaidumo pokyčio kreivėje atsiranda sparčioji gesimo komponentė, jos trukmė ~ 8 ps. Matavimą atliekant kambario temperatūroje, ši sparčioji komponentė išnyksta. Sparčiosios

komponentės atsiradimas žemose temperatūrose siejama su aukščiau paminėtu krūvininkų pagavimu As_{Ga} elektronų gaudyklėmis.

Tolimesni $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ sluoksnių tyrimai buvo atliekami panaudojus terahercinės spinduliuotės emisiją iš puslaidininkio paviršiaus. Tam tikslui lazerio impulsas į bandinio paviršių buvo nukreiptas 45° kampu. Terahercinės spinduliuotės emisija iš puslaidininkio paviršiaus gali būti nulemta keleto įvairių pakankamai sudėtingų fizikinių mechanizmų. Šių mechanizmų tyrimai gali teikti daug informacijos apie medžiagos savybes. Magnetinių III-Mn V puslaidininkių srityje tokie tyrimai nėra gausiai atliekami, o publikacijos žinomos tik kelios [65, 66].

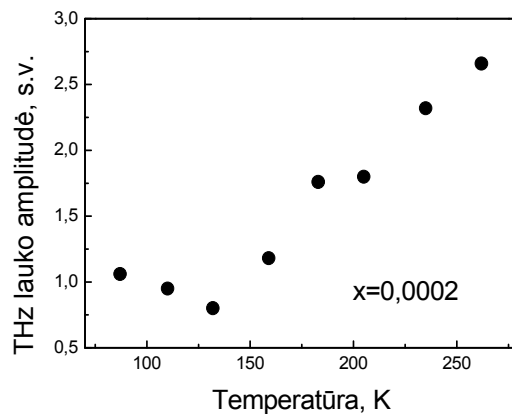
31 paveiksle pateikta terahercinio lauko amplitudės priklausomybė nuo Mn kiekio bandinyje. Ši charakteristika pasižymi dviem savybėmis, tai maksimali amplitudė ties 0,0002% Mn koncentracija bei THz lauko fazės postūmis 180° . Sritis kurioje THz impulsas pakeičia fazę sutampa su sritimi, kurioje keičiasi GaMnAs laidumo tipas (29 pav.). THz lauko fazės postūmis atsiranda dėl laidumo juostų užlinkimo puslaidininkio paviršiuje.



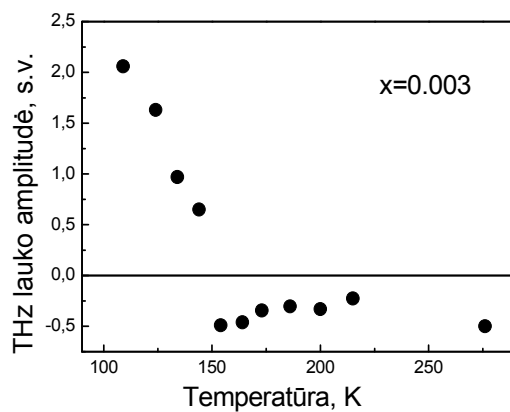
31 pav. Terahercinio lauko amplitudės priklausomybė nuo Mn kiekio bandinyje.

Taip pat buvo išmatuota spinduliuojamo THz lauko amplitudės priklausomybė nuo temperatūros. Matavimai atlikti dviem bandiniams, kurių Mn koncentracija 0,0002% ir 0,003 % (32, 33 pav.) . Kaip matyti, šios

priklausomybės labai skiriasi. 32 pav pavaizduota mažesnio Mn kiekio bandinio THz lauko amplitudė, didėjant temperatūrai, monotoniškai auga. Tuo tarpu 33 pav bandinio su 0,003 % Mn, THz laukas keičia savo fazę ties $T = 150$ K. Kadangi esant šiai temperatūrai, dar nevyksta medžiagos virsmas į feromagnetiką, todėl toks THz lauko amplitudės fazės postūmis siejamas su Fermi lygmens pasikeitimu.



32 pav. Terahercinio lauko amplitudės priklausomybė nuo bandinio temperatūros. Tiriamasis bandinys su 0,0002% Mn.



33 pav. Terahercinio lauko amplitudės priklausomybė nuo bandinio temperatūros. Tiriamasis bandinys su 0,003% Mn.

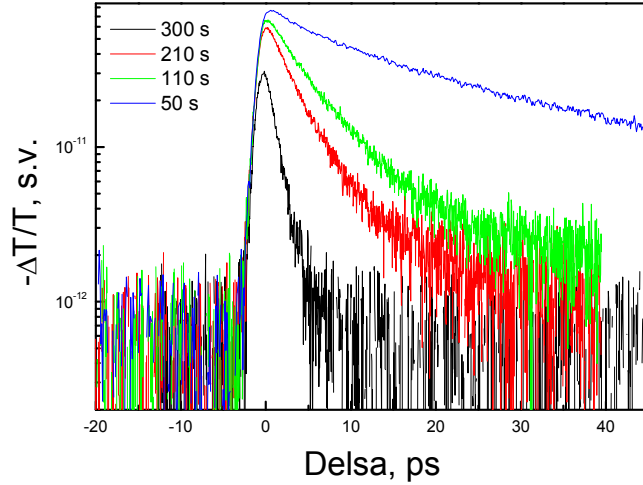
Išvados

Ištirus GaMnAs sluoksnius optinio žadinimo- terahercinio zondavimo metodu, nustatyta, kad elektronų gyvavimo trukmės yra mažos (apie 1 ps), esant mažoms Mn koncentracijoms bandiniuose, kadangi As_{Ga} defektų tankis susilygina su Mn defektų tankiu. Elektronų gyvavimo trukmės žymiai užauga Mn kiekiui pasiekus 0,3% ir daugiau. Taip atsitinka dėl to, kad Mn pakaitinės priemaišos „neutralizuoja“ As_{Ga} gaudyklės. Elektronų gyvavimo trukmės užaugimas yra lydimas ir kito efekto, medžiagos laidumo virsmo iš p – tipo (esant mažoms Mn koncentracijoms) į n- tipo (esant didelėms Mn koncentracijoms).

Tyrimų rezultatai publikuoti straipsnyje: R. Šustavičiūtė, S. Balakauskas, R. Adomavičius, A. Krotkus, J. Sadowski, Acta Physica Polonica A **112**, 311- 314 (2007).

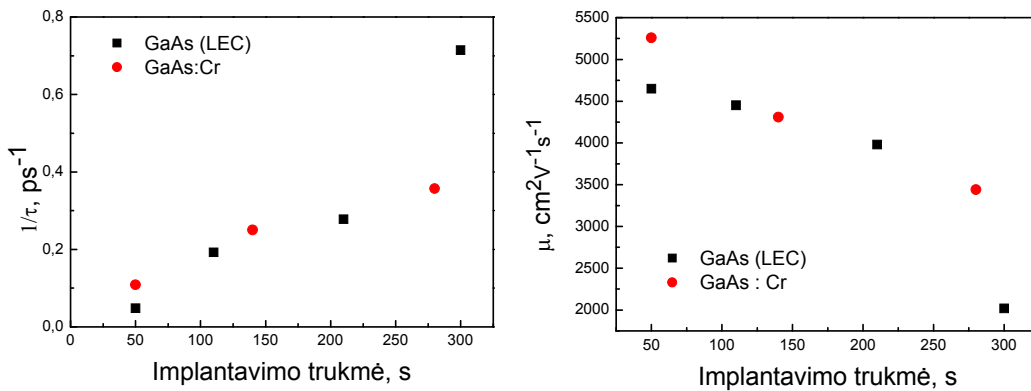
4.2. GaAs implantuotas Au jonais

Vienas iš patikimiausių būdų sumažinti krūvininkų pagavimo trukmės puslaidininkiuose – implantuoti juos neutronais arba didelės energijos jonais. Implantavimo proceso metu sukuriama elektronų ir skylių gaudyklės, sutrumpinančios šių krūvininkų gyvavimo trukmę. Tyrimo tikslas – išsiaiškinti kaip elektronų pagavimo sparta priklauso nuo implantavimo dozės (bandiniai implantuoti to paties intensyvumo



34. pav. GaAs:Cr THz impulso pralaidumo pokyčio priklausomybės nuo implantavimo trukmės.

srautu, o dozė kito priklausomai nuo implantavimo trukmės) bei nustatyti iki kokios trukmės galima sumažinti elektronų pagavimo trukmę, per daug nesumažinant elektronų judrio. Iš 34 paveikslo matyti, kad implantuotų bandinių elektronų relaksacija gali būti aprašoma vienos eksponentės funkcija – elektronų relaksacijos procesas konkrečiame bandinyje nusakomas viena elektronų pagavimo trukme.



35a, b pav. GaAs krūvininkų gyvavimo trukmės (b), ir judrio (a) priklausomybės nuo implantavimo trukmės

35a,b paveikslėlyje pateikti konkretūs parametrai, nustatyti iš ankstesnių THz pralaidumo pokyčio kinetikų, dviejų tipų bandiniams (pusiau izoliuojančiam GaAs, užaugintam LEC būdu, ir GaAs:Cr). Pastebėta, kad implantuojant didžiavaržį GaAs padėklą didelės energijos Au jonais, ir, sumažinant elektronų gyvavimo trukmę iki 3 ps, elektronų judris sumažėja mažiau nei 2 kartus. Elektronų gyvavimo trukmę galima keisti plačiame diapazone, tačiau tarp elektronų pagavimo spartos ir implantavimo trukmės nėra griežtos tiesinės priklausomybės.

Išvados

Didinant Mn kiekį lydinyje GaMnAs 0.06 % elektronų gyvavimo trukmė išauga apie 100 kartų; šis šuolis yra palydimas sraigaus elektronų judrio sumažėjimo ir paviršiuje spinduliuojamo THz impulso poliarumo inversijos, iššauktų medžiagos savųjų defektų elektrinės būsenos pasireiškimo.

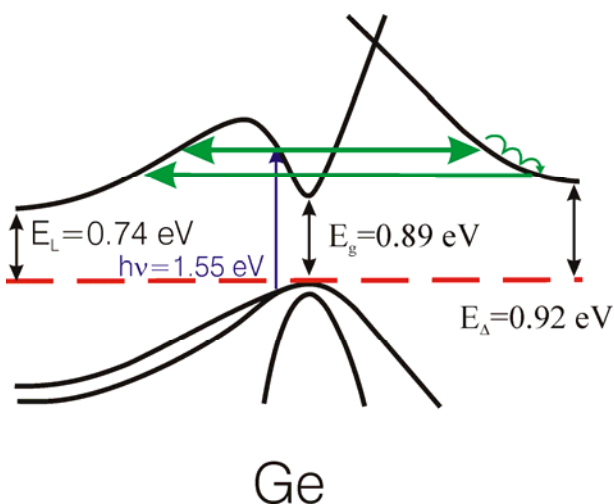
Auksu implantuotų bandinių elektronų relaksacija gali būti aprašoma vienos eksponentės funkcija – elektronų pagavimo procesas konkrečiame bandinyje nusakomas viena elektronų pagavimo trukme. Elektronų gyvavimo trukmę galima keisti plačiame diapazone, tačiau tarp elektronų pagavimo spartos ir implantavimo trukmės nėra griežtos tiesinės priklausomybės.

5. Elektronų energijos relaksacijos puslaidininkiuose tyrimai

Nepusiausvirieji elektronai, kuriuos puslaidininkyje sužadina femtosekundinis lazeris, kurio kvanto energija yra daug didesnė nei draustinių energijų tarpas, pradiniu po sužadinimo momentu atsiranda energijos lygmenyse toli nuo laidumo juostos krašto. Tose laidumo juostos srityse, dėl šios juostos dispersijos dėsnio nukrypimų nuo parabolinio ar dėl sklaidos į

šalutinius laidumo juostos minimumus, elektronų efektinė masė bus didesnė nei laidumo juostos dugne, taigi skirsis jų sugebėjimas judėti THz impulso įtakoje ir, tuo pačiu, optiškai indukuotos THz impulso sugerties dydis. Stebint pastarojo dydžio kitimą laike galima nustatyti tai, kaip laikui bėgant mažėja nepusiausvirųjų elektronų energija, o tuo pačiu ir rasti charakteringas šį mažėjimą sąlygojančių fizikinių procesų vertes.

Pirmą kartą optinio žadinimo – THz zondavimo metodika elektronų dinamikai puslaidininkio laidumo juostoje tirti buvo panaudota [67, 68] darbuose, kuriuose buvo tiriami germanio kristalai. Šioje netiesioginio draustinių energijų tarpo medžiagoje Ti:safyro lazerio kvantas sužadina elektronus į Γ slėnį, kurio krašto energija yra 0,12 eV didesnė nei žemiausių germanyje L taškuose esančių laidumo juostos slėnių energija. Γ slėnyje sužadinti elektronai laidumo juostoje atsiranda aukščiau nei kita šalutinių slėnių grupė, esanti Brijueno zonos X taškuose. Ir L, ir X slėniuose elektronų efektinė masė (o tuo pačiu ir būsenų tankis juose) gerokai viršija atitinkamus Γ slėnio parametrus. Todėl, per ~50 femtosekundžių po sužadavimo, nepusiausvirieji elektronai atsiranda šiuose didelės masės, ir mažo judrio slėniuose (36 pav.). Optinio žadinimo – THz zondavimo metodika, panaudota mūsų darbuose leido iš THz spinduliuotės sugerties impulso augimo laike matavimų pirmą kartą tiesiogiai nustatyti elektronų tarpslėninę sklaidą Ge apibūdinančius parametrus.

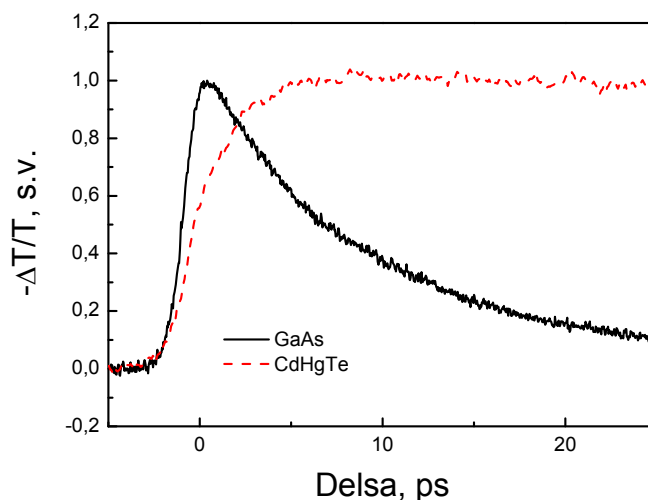


36 pav. Germanio juostinė struktūra.

Šiame darbe optinio kaupinimo – THz zondavimo metodika buvo pirmą kartą panaudota tiriant, kaip laikui bėgant keičiasi elektronų, sužadintų tiesioginio tarpo puslaidininkiuose, energija. Šiuo būdu buvo nustatytos elektronų energijos relaksacijos trukmės keliose siauratarpėse puslaidininkinėse medžiagose vertės.

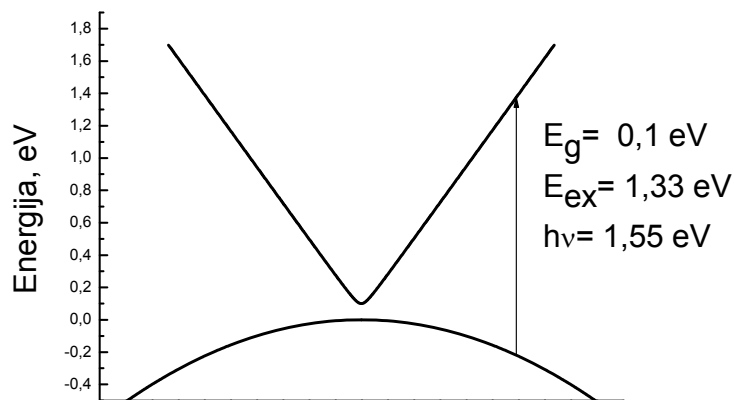
5.1. Eksperimentiniai $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ir $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ tyrimo rezultatai

Eksperimentiškai tirti dviejų sąstatų epitaksiniai $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.5$ užaugintas ant InP, ir $x=0.2$ užaugintas ant GaAs padėklo) sluoksniai, $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ kristalai ($x=0.2$). 37 paveiksle yra palyginti optiškai indukuotos THz impulso sugerties augimo dviejose medžiagose: GaAs ir CdHgTe kitimas laike. GaAs kristale Ti:safyro lazerio kvantas elektronus sužadina netoli laidumo juostos dugno, kur dispersijos dėsnio nukrypimai nuo parabolinio yra nežymūs. Todėl elektronų efektinės masės kitimas nebuvo užfiksuotas, o THz sugerties signalo užaugimas laike buvo panaudotas tik eksperimento laikinės skyros nustatymui. Iš 37 paveikslėlio matyti, kad ši skyra yra lygi ~ 700 fs.



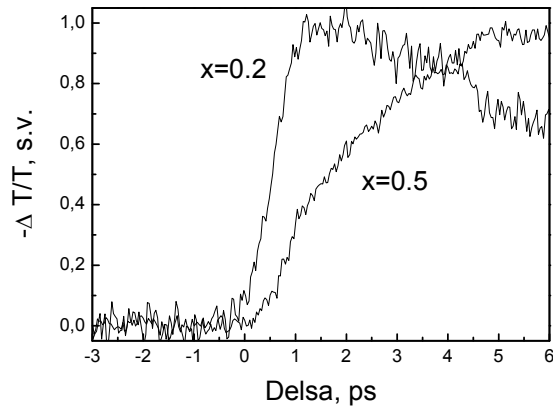
37 pav. CdHgTe ir GaAs terahercinės spinduliuotės pralaidumo pokyčių kinetikos.

Siauratarpiame CdHgTe kristaluose nustatyta, kad šviesa indukuotos THz signalo sugerties užaugimo frontas yra gerokai ilgesnis už GaAs ir yra apie 7 ps. Šioje medžiagoje draustinių energijų tarpas yra lygus 0,1 eV, taigi sužadinus elektronus 1,5 eV dydžio Ti:safyro lazerio kvantais, perteklinė sužadintų elektronų energija bus apie 1,3 eV (38 pav.). CdHgTe junginiuose, papildomi laidumo juostos slėniai su didesne nei Γ slėnyje efektine mase nėra stebimi. Todėl, net ir šiose palyginti didelėse energijose, vienintelis lėto THz impulsų sugerties augimo paaiškinimas, gali būti išskirtinai didelis šio lydinio laidumo juostos dispersijos dėsnio neparaboliškumas. Kitame skyrelyje bus parodyta, kaip iš THz sugerties augimo fronto galima nustatyti elektronų energijos relaksacijos trukmes.



38 pav. CdHgTe juostinė struktūra. Parodyti elektronų šuoliai šioje medžiagoje, sukeliame Ti:safyro lazerio kvantų.

39 paveiksle yra pavaizduoti dviejų skirtingo sąstato InGaAs epitaksinių sluoksnių tyrimo rezultatai. Kaip matyti iš pateiktų kreivių priklausomai nuo In kiekio bandinyje ženkliai skiriasi indukuoto terahercinio pralaidumo pokyčio kreivės fronto užaugimas. Esant mažesniau In kiekiui užaugimo trukmė yra ~ 700 fs, tuo tarpu bandinyje su didesniu In kiekiu ši užaugimo trukmė yra ~ 4 ps.



39 pav. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ krūvininkų dinamika, esant skirtingiems In kiekiams bandiniuose. Matuota kambario temperatūroje.

Šiuo atveju svarbiausias faktorius, lemiantis tokį eksperimentinių kreivių formos skirtumą, yra nevienodas abiejų sąstatų sluoksnių draustinio energijų tarpo dydis. Sluoksnyje su $x=0.2$ draustinis tarpas yra apie 1.2 eV, todėl šioje medžiagoje elektronai bus lazerio sužadinti su palyginti nedidele pertekline energija, o ir laidumo juostos neparaboliškumas bus nedidelis. Antra vertus, $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ atveju, draustinis energijų tarpas sumažės iki ~ 0.75 eV, kas sąlygos ir didesnę laidumo juostos neparaboliškumą, ir didesnes fotosužadintųjų elektronų energijas.

5.2. Eksperimentinių rezultatų analizė ir lyginimas su teoriniais skaičiavimais

Siauratarpiams puslaidininkiams būdingas laidumo juostos neparaboliškumas, kurį apibrėžia Keino dėsnis:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{eff}} = E \left(1 + \frac{E}{E_g} \right) \quad (23)$$

Pasinaudojus laidumo išraiška:

$$\sigma(t) = eN(t)\mu(t) = \frac{1+n}{Z_0 d} \left[\frac{1}{1 + \Delta E(t)/E_0} - 1 \right] \quad (24)$$

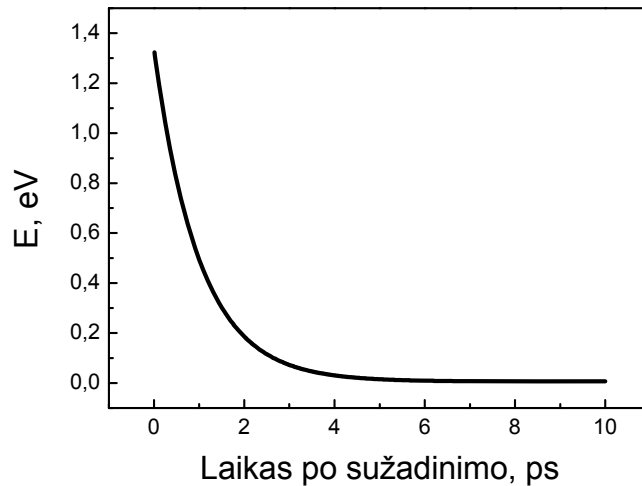
čia N - elektronų tankis, μ - elektronų judris, n - lūžio rodiklis, d - optinės sugerties gylis, Z_0 - laisvos erdvės impedansas. Elektrono efektinė masė atvirkščiai proporcinga jo judriui: $\mu = e\tau_m / m_{eff}(E)$, kadangi impulso relaksacijos trukmė (τ_m) mažai priklauso nuo elektrono energijos. Taigi THz pralaidumo pokyčiui lemiamą įtaką daro efektinės masės pokytis. Pagal Keino dėsnį, elektrono efektinė masė priklauso nuo energijos tokiu dėsniu:

$$m_{eff}(t) = m_{eff0} \left(1 + 2 \frac{E}{E_g} \right) \quad (25)$$

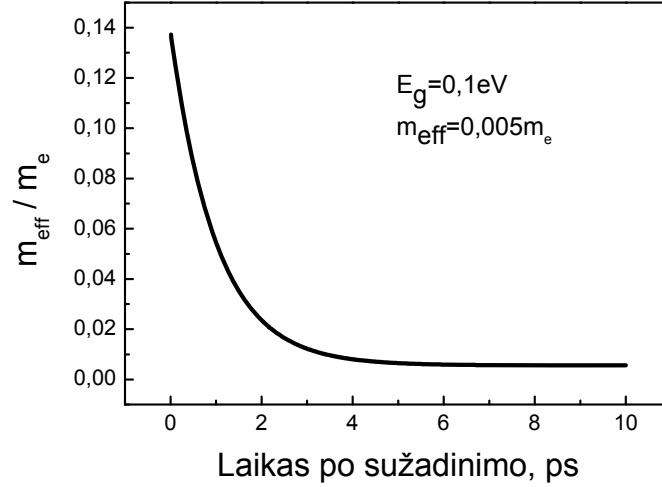
Savo ruožtu energijos kitimą laike galima aprašyti sprendžiant energijos balanso lygtį:

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{E - E_T}{\tau_E} \quad (26)$$

čia E_T - terminė energija, τ_E – elektrono energijos relaksacijos trukmė. (27) formulės sprendinys kai $E=E_{ex}$ ($t=0$) atitiks eksponentinį elektrono energijos mažėjimą (40 pav.).



40 pav. Elektrono energijos relaksacija $Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ po jo sužadavimo lazerio impulsu ($\tau_E = 1$ ps, $E_{perteklinė} = 1.33$ eV, $E_T = 0.006$ eV).



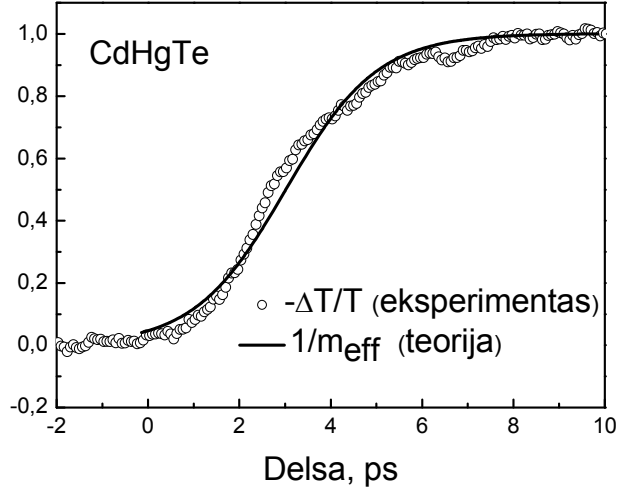
41 pav. Efektinės masės kitimas laike po sužadavimo. Skaičiuota naudojant parametrus: $E_g = 0,1 \text{ eV}$, $m_{\text{eff}} = 0.005 m_e$.

Taip pat pasinaudojus (23) ir (26) formulėmis galima susieti elektrono energiją su jo efektine mase ir taip apskaičiuoti efektinės masės kitimą laike po puslaidininkio sužadavimo lazerio impulsu.

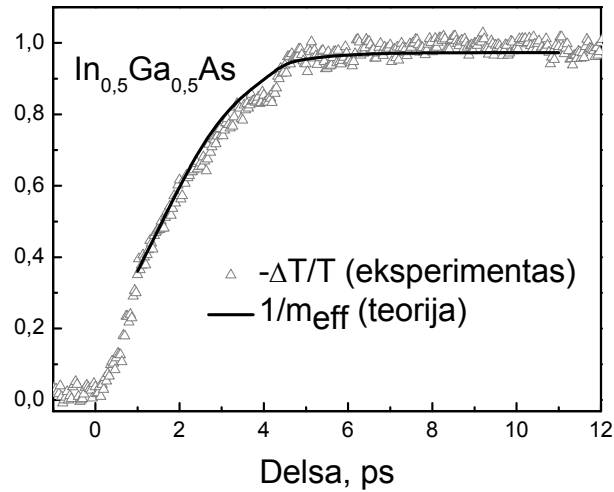
$$m(t) = m_{\text{eff}0} \left(1 + 2 \left(\frac{E(t)}{E_g} \right) \right) \quad (27)$$

Apskaičiuoti efektinės masės kitimo rezultatai pavaizduoti grafiškai 41 pav. Skaičiuojant buvo naudoti tokie parametrai: $E_g = 0.1 \text{ eV}$, $m_{\text{eff}} = 0.005 m_e$.

Eksperimentinių bei teorinių rezultatų palyginimai pateikti 42 ir 43 paveikslėliuose. Atliekant skaičiavimus, $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ ir $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ bandinių parametrai buvo naudoti remiantis šiomis publikacijomis [69, 70]. Modeliuojant buvo keičiamas tik vienas energijos relaksaciją apibūdinantis parametras. Pastebėta, kad geriausi eksperimentinių bei teorinių rezultatų atitikimai abiem bandiniams gauti kuomet energijos relaksacijos vertė yra $\tau_E = 1 \text{ ps}$.



42 pav. Optinio žadinimo- THz zondavimo metodu išmatuotas $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ terahercinio impulso pralaidumo pokytis. Eksperimentiniai ir teoriniai rezultatai. $\tau_E=1$ ps.



43. pav Optinio žadinimo- THz zondavimo metodu išmatuotas InGaAs terahercinio impulso pralaidumo pokytis. Eksperimentiniai ir teoriniai rezultatai. $\tau_E=1$ ps.

Ši teoriškai apskaičiuota τ_e vertė gerai sutampa su literatūroje pateikiama $\tau_E = 1-2$ ps verte $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ bandiniui [71]. Kiek žinoma, literatūroje nėra duomenų apie elektronų energijos relaksacijos laikus $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ bandinyje.

Išvados

Optinio kaupinimo – THz zondavimo metodika pirmą kartą buvo panaudota tiriant karštųjų elektronų energijos relaksaciją puslaidininkiuose. Šis metodas ypač tinka siauratarpių puslaidininkių, pasižyminčių dideliu laidumo juostos neparaboliškumu, tyrimams.

Nustatytos elektronų energijos relaksacijos trukmės $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ ir $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ abiem atvejais jos buvo artimos 1 ps.

Tyrimų rezultatai publikuoti straipsnyje: R. Adomavičius, R. Šustavičiūtė, A. Krotkus, Springer Proceedings in Physica **119**, 41-43 (2007)

6. InSb savybės THz dažnių srityje

6.1. Impulso relaksacijos trukmė ir elektromagnetinės spinduliuotės sugertis

Vienas iš pirmųjų laikinės THz spektroskopijos metodo panaudojimų buvo dažninių elektrinio laidumo puslaidininkiuose tyrimai. D. Grischkowski ir kt [72] išmatavo Si ir GaAs laidumą THz dažnių srityje, pademonstruodami tai, jog laisva erdvė laikinė THz spektroskopija šiam tikslui tinka kur kas geriau už tradiciškai iki tol naudotus matavimus aukštadažnėse perdavimo linijose, kuomet rezultatų interpretaciją apsunkindavo eksperimento geometrija. Abiejuose šiuose puslaidininkiuose elektronų sklaida yra gana intensyvi, o jų impulso relaksacijos trukmės yra 100-200 fs eilės dydžiai, todėl tradicinės laikinės THz spektroskopijos siūlomame 4 THz neviršijančiame

dažnių ruože tikėtis pastebėti ryškesnius kokybinius dažninės elektrinio laidumo charakteristikos pokyčius netenka.

Kita situacija būdinga siauratarpiams puslaidininkiams, tokiems kaip InSb. Juose, dėl mažos efektinės elektronų masės, sklaida, sąlygota susidūrimu su gardelės svyravimais yra silpnesnė. Pakankamai žemoje temperatūroje elektronų impulso relaksacijos trukmė gali siekti 1 ps ir daugiau. Tokiose medžiagose laikinė THz spektroskopija leidžia tikėtis stebėti visai naujų reiškinių, pavyzdžiui, elektronų energijos disipacijos pobūdžio pakitimo tose temperatūrose, kur impulso relaksacijos trukmė yra artima elektromagnetinės bangos periodui. Kuomet per bangos periodą jos veikiamas krūvininkas nespėja prarasti savo pradinio impulso, elektromagnetinės bangos laukas nepakeis jo energijos; elektronai perspinduliuos į medžiagą krintančią bangą ir ji nebus sugerama. Tuo tarpu tada, kai impulso relaksacijos trukmė pasidarys mažesnė nei elektromagnetinės bangos periodas, medžiagoje esantys laisvieji elektronai sklaidos procesų metu perduos iš bangos gautą energiją gardelei ir bus stebima didesnio dažnio bangų sugertis.

Maža elektronų efektinė masė, siauratarpiuose puslaidininkiuose tokiuose kaip InSb, leidžia tikėtis stebėti ir įvairius plazminio rezonanso pasireiškimus. THz spinduliuotės generavimo femtosekundinio lazerio impulsais apšviestuose švarių InSb kristalų paviršiuose [73] tyrimai pademonstravo, kad žemesnėse nei 150 K temperatūrose šios medžiagos plazminio rezonanso dažnis gali būti mažesnis nei 1 THz.

Šiame disertacijos skyriuje pateiksime InSb kristalų tyrimo naudojant laikinės THz spektroskopijos metodus rezultatus. Pradžioje yra aprašomas šios medžiagos atsako į THz spinduliuotę teorinis modelis. Vėliau, analizuojant eksperimentinius rezultatus, bus pateikiamos nauju būdu – iš medžiagos praėjimo ir atspindžio spektrų matavimo THz dažnių diapazone – nustatytos elektronų impulso relaksacijos trukmės temperatūrinės priklausomybės.

InSb seniai traukia tyrėjų dėmesį savo unikaliomis savybėmis, iš kurių pirmiausia pažymėtini didžiausias tarp tūrinių puslaidininkių elektronų judris ir elektronų soties greitis. Be to, InSb laidumo juostai būdingas didelis

neparaboliškumas, sąlygojantis neigiamą elektronų diferencinį laidumą, esant palyginus mažiems elektriniams laukams. Taip pat atkreiptas dėmesys, kad InSb kompleksinės dielektrinės skvarbos realioji dalis $\text{Re}\varepsilon$ yra neigiama ir žymiai didesnė už menamąją dalį $\text{Im}\varepsilon$. Taigi, teraherciniuose dažniuose InSb savybės turėtų būti panašios į tauriųjų metalų savybes matomos šviesos srityje. Šios savybės yra palankios tokių prietaisų kūrimui, kurių veikimas pagrįstas plazmonų rezonanso reiškiniu. Tiek elektronų judrį, tiek $\text{Re}\varepsilon/\text{Im}\varepsilon$ santykį nulemia elektronų sklaidos trukmė τ .

6.2. Medžiagos atsakas į aukštadažnę spinduliuotę

Medžiagos dielektrinė slinktis D yra aprašoma formule [74]:

$$D = \varepsilon_a E + P = \varepsilon \varepsilon_a E \quad (28)$$

čia ε_a -vakuomo dielektrinė skvarba, P - medžiagos dipolinis momentas. Iš (21) gauname, kad tiriamos medžiagos dielektrinė skvarba ε yra lygi:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_a E + P}{\varepsilon_a E} = 1 + \frac{P}{\varepsilon_a E} \quad (29)$$

Išoriniam laukui veikiant dielektriką jo atomai pasilenka iš pusiausvyros padėties atstumu r . Atomas tampa elektriniu dipoliu kurio momentas yra $p = er$. Vienetinio tūrio elektrinis dipolinis momentas lygus [75]:

$$P = reN \quad (30)$$

Iš krūvininkų judėjimo lygties turime, kad laisvieji elektronai, veikiami išorinio elektrinio lauko, juda pagal dėsnį:

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial r}{\partial t} = \frac{e}{m} E \quad (31)$$

čia $\gamma = g/m$ – virpesių silpimo koeficientas, g – nuo atomo prigimties priklausantis koeficientas. Taigi iš tikrųjų elektrono virpesiai laikui bėgant praranda savo energiją, o virpesių amplitudė mažėja. (29) lygties sprendinys yra:

$$r = -\frac{eE/m}{\omega^2 + i\omega\Gamma} \quad (32)$$

čia $\Gamma = \gamma/\mu$.

Pasinaudojus klasikinės krūvininkų judėjimo lygties sprendiniu (31) bei elektrinio dipolinio momento sąryšiu (30), dielektrinės skvarbos ε išraišką įskaitant joje laisvųjų krūvininkų indėlį galime užrašyti taip:

$$\varepsilon = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_a m_{eff} \omega(\omega + i/\tau)} \quad (33)$$

Ši formulė yra teisinga jei elektronai bus vakuume. Nagrinėjant elektronus puslaidininkyje turime įskaityti ir ε_∞ – medžiagos aukštadažnę santykinę dielektrinę skvarbą. Tuomet mūsų naudojama dielektrinės skvarbos formulė įgyja pavidalą:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty - \frac{Ne^2}{\varepsilon_a m_{eff} \omega(\omega + i/\tau)} \quad (34)$$

N - laisvųjų elektronų tankis, e - elektrono krūvis, m_{eff} - efektinė elektrono masė. Teoriniuose skaičiavimuose naudotos šios InSb kristalams būdingos parametrų vertės: $\varepsilon_\infty = 15.68$; $m_{eff} = 0.013 m_e$ (čia m_e - laisvojo elektrono masė). Atlikus matematinius pertvarkymus ir atsižvelgiant į plazminio dažnio išraišką

$$\omega_p(N) = \sqrt{\frac{Ne^2}{\varepsilon_\infty \varepsilon_a m_{eff}}} \quad (35)$$

turime patogesnę dielektrinės skvarbos išraišką:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)} \right) \quad (36)$$

Esant ties ekranuotos plazmos dažniui dielektrinės skvarbos realioji dalis yra lygi nuliui. Tai svarbus parametras norint įvertinti medžiagos dielektrinę skvarbą. Taigi, kompleksinis medžiagos lūžio rodiklis apskaičiuojamas remiantis dielektrinės skvarbos išraiška:

$$n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} = \sqrt{\varepsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)} \right)} \quad (37)$$

τ – elektronų impulso relaksacijos trukmė, ji susijusi su aukščiau minėtu parametru $\Gamma = 1/\tau$ dar vadinamu susidūrimų dažniu.

Dydis $1/\tau$ iš esmės yra tikimybė elektronui patirti susidūrimą per vienetinį laiko tarpą, o τ – laisvojo lėkio trukmė. Tačiau žymiai paprasčiau būtų nagrinėti ne vidutinę visų medžiagoje esančių elektronų judėjimo iki susidūrimo trukmę, o vieno elektrono judėjimo trukmę, apimančią keletą susidūrimų. Todėl tikimybė elektronui turėti laisvojo lėkio trukmę laiko intervale nuo t iki $t+dt$ yra:

$$f(t)dt = \frac{dt}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (38)$$

Įsistačius (34) išraišką į formulę

$$t = \int_0^{\infty} t f(t) dt \quad (39)$$

turime, kad:

$$t = \tau \quad (40)$$

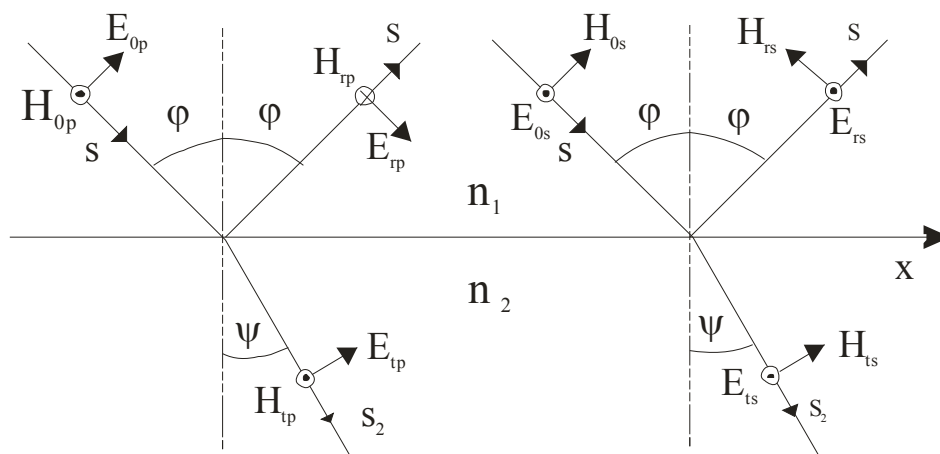
Taigi parametras τ apibrėžiamas kaip vidutinė laisvojo lėkio trukmė. Kalbant apie elektronų susidūrimus turimas omenyje jų impulso pokytis elektronams susidūriant su gardelės svyravimais defektais ir priemaišomis. Visų šių elektronų sklaidos mechanizmų intensyvumas priklauso nuo elektrono energijos, kitaip tariant nuo elektrono energijos priklausys ir τ . Nagrinėtuojų atveju buvo laikoma, kad elektronų laisvojo lėkio trukmė τ nepriklauso nuo energijos arba kad visų elektronų energijos yra palyginti artimo dydžio. Lygiai taip pat ir aptartu vieno elektrono atveju laikyta, kad visa jo energija nekinta. Šitoks teiginys iš esmės yra teisingas laikant kad elektrinis laukas yra palyginti silpnas ir elektrono energija įgyta vieno laisvojo lėkio metu yra mažesnė nei vidutinė jo šiluminio judėjimo energija. Be to įgyta iš elektrinio lauko energija nesikaupia, o yra prarandama susidūrimų su gardele metu. Tačiau nagrinėjant

elektronų judėjimą konkrečiame puslaidininkyje reikia atkreipti dėmesį į tai, kad elektronai gali turėti skirtingas energijas, taigi reikia įskaityti, kad τ priklauso nuo energijos. Puslaidininkyje, šie su elektronų judėjimu susiję procesai yra aprašomi įvedant vidutinę elektronų laisvojo lėkio trukmę apibūdinantį parametą, $\langle \tau \rangle \equiv \tau_r$ impulso relaksacijos trukmę.

6.3. Atspindys ir pralaidumas terahercinių dažnių ruože

Šiame skyrelyje nagrinėjamas THz spinduliuotės atspindys ir lūžis dvi medžiagas skiriančiame paviršiuje. Taip pat bus išvedamos atspindžio bei pralaidumo skaičiavimo formulės s ir p poliarizacijoms esant bet kokiam kritimo kampui.

44 paveiksle pavaizduota kampu ϕ į dviejų medžiagų ribą krintanti banga, kur ϕ – bangos kritimo į medžiagą kampas, ψ – bangos atspindžio kampas, n_1, n_2 – medžiagų lūžio rodikliai. E_0 – krintančios bangos elektrinio lauko vektorius, H_0 – krintančios bangos magnetinio lauko vektorius.



44 pav. THz spinduliuotės atspindys bei lūžis dviejų medžiagų riboje.

Pasinaudojame elektromagnetinio lauko sklaidimo kraštinėmis sąlygomis:

$$\begin{cases} E_0 \cos \varphi + E_r \cos \varphi = E_t \cos \psi \\ H_0 - H_r = H_t \end{cases} \quad (41)$$

Pasinaudojus anksčiau minėtu (10) sąryšiu, skaičiavimo patogumui (41) sistemos antrąją lygtį užsirašome pagal elektrinio lauko amplitudes. Tuomet (41) lygčių sistema įgyja pavidalą:

$$\begin{cases} E_0 \cos \varphi + E_r \cos \varphi = E_t \cos \psi \\ n_1 E_0 - n_1 E_r = n_2 E_t \end{cases} \quad (42)$$

Pertvarkę šią lygčių sistemą turime:

$$2E_0 = E_t \left(\frac{\cos \psi}{\cos \varphi} + \frac{n_2}{n_1} \right) \quad (43)$$

Iš pastarosios randame THz spinduliuotės pralaidumo koeficientą p poliarizacijai:

$$T_p = \frac{E_t}{E_0} = \frac{2}{\left(\frac{\cos \psi}{\cos \varphi} + \frac{n_2}{n_1} \right)} = \frac{2}{n_2 + n_1 \frac{\cos \psi}{\cos \varphi}} \quad (44)$$

Pralaidumo koeficiento išraišką s poliarizacijai taip pat išsivesime pasinaudojus kraštinėmis sąlygomis:

$$\begin{cases} E_0 + E_r = E_t \\ H_0 \cos \varphi - H_r \cos \varphi = H_t \cos \psi \end{cases} \quad (45)$$

Atlikus analogiškus skaičiavimus kaip ir p poliarizacijai turime THz spinduliuotės pralaidumo koeficiento išraišką p poliarizacijai:

$$T_s = \frac{E_t}{E_0} = \frac{2}{1 - \frac{n_2 \cos \psi}{n_1 \cos \varphi}} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2 \frac{\cos \psi}{\cos \varphi}} \quad (46)$$

THz spinduliuotės nuo puslaidininkio paviršiaus atspindžio formulių išvedimui taip pat pasinaudojame kraštinėmis sąlygomis s poliarizacijai:

$$\begin{cases} E_0 + E_r = E_t \\ H_0 \cos \varphi - H_r \cos \varphi = H_t \cos \psi \end{cases} \quad (47)$$

bei p poliarizacijai:

$$\begin{cases} E_0 \cos \varphi + E_r \cos \varphi = E_t \cos \psi \\ H_0 - H_r = H_t \end{cases} \quad (48)$$

Panašiai kaip ir pralaidumo koeficiento išraiškos išvedimo atveju, atliekant matematinius pertvarkymus gauname THz spinduliuotės atspindžio koeficientų išraiškas s ir p poliarizacijoms:

$$\frac{E_r}{E_0} = \frac{n_1 \cos \varphi - n_2 \cos \psi}{n_1 \cos \varphi + n_2 \cos \psi} = R_s \quad (49)$$

$$\frac{E_r}{E_0} = \frac{n_1 \cos \psi - n_2 \cos \varphi}{n_1 \cos \psi + n_2 \cos \varphi} = R_p \quad (50)$$

Pateiktos pralaidumo (44) (46) bei atspindžio(49) (50) koeficientų išraiškos išvestos įvairiems terahercinės spinduliuotės kritimo kampams. Norint apskaičiuoti šiuos koeficientus konkrečiai pasirinktam THz spinduliuotės kritimo kampui, patogu pasinaudoti kritimo bei lūžio kampus siejančiu sąryšiu:

$$\cos \psi = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \varphi} \quad (51)$$

Skaičiuojant bandinio pralaidumą buvo atsižvelgta į elektromagnetinės spinduliuotės nuostolius atspindžių ribose oras – bandinys ir bandinys - oras, bei į nuostolius medžiagoje dėl laisvagrūvės sugerties. Tuomet bandinio pralaidumas bus lygus:

$$T = t_1 \times t_m \times t_2 = \left| \frac{2}{1 + n(\omega)} \right| \times \exp\left(-\frac{\omega L}{c} \text{Im}(n(\omega))\right) \times \left| \frac{2}{1 + n(\omega)} \right| \quad (52)$$

čia t_1 ir t_2 – elektromagnetinės bangos praėjimo pro ribas oras – bandinys ir bandinys – oras koeficientai, t_m - aprašo eksponentinį THz spinduliuotės elektrinio lauko amplitudės mažėjimą medžiagoje dėl laisvagrūvės sugerties. $n(\omega)$ - medžiagos kompleksinis lūžio rodiklis, ω – elektromagnetinės bangos ciklinis dažnis, c – šviesos greitis vakuume, L – bandinio storis.

Kadangi (52) formulė aprašo aukščiau paminėtų koeficientų absoliutinių verčių sandaugą, pažymėtina, kad į elektromagnetinės bangos fazės pokyčius buvo neatsižvelgiama. Eksperimentiniuose pralaidumo matavimuose spinduliuotė į bandinį krito statmenai, todėl skaičiavimams poliarizacijos tipas neturėjo reikšmės. Atliekant atspindžio matavimus THz spinduliuotė į bandinį krito 45° kampui, o skaičiavimams pasirinkta p poliarizacija.

Taip pat buvo išvesta atspindžio koeficiento formulė bet kuriuo kampu krintančiai p- poliarizacijos spinduliutei.

$$R(\omega) = \frac{\left| n(\omega)\cos\varphi - \sqrt{1 - \frac{\sin^2\varphi}{n(\omega)^2}} \right|}{\left| n(\omega)\cos\varphi + \sqrt{1 - \frac{\sin^2\varphi}{n(\omega)^2}} \right|} \quad (53)$$

Lyginant teorinius bei eksperimentinius rezultatus naudotos taip apskaičiuotos $R(\omega)$ kreivės :

$$R(\omega) = \frac{r(\omega)}{r(\omega)_{kamb}} \quad (54)$$

kur $r(\omega)_{kamb}$ – su kambario temperatūrai būdingais parametrais pagal (53) formulę apskaičiuotos vertės.

6.4. Kompleksinio lūžio rodiklio spektrų skaičiavimas. Drudės modelis

Iš (52) ir (53) formulių matyti, kad bandinio pralaidumo ir atspindžio koeficientai gali būti apskaičiuoti tik žinant tiriamos medžiagos kompleksinį lūžio rodiklį. Norint apskaičiuoti Pagal Drudės modelį kompleksinė dielektrinė skvarba aprašoma (36) formule. Perrašysime šį sąryšį elektromagnetinių svyravimų dažniui ν :

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_{\infty} \left(- \frac{\nu_p^2}{\nu(\nu + i/2\pi\tau)} \right) \quad (55)$$

čia ν_p – ekranuotos plazmos dažnis, τ – impulso relaksacijos trukmė.

$$\nu_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Ne^2}{\varepsilon_a \varepsilon_{\infty} m_{eff}}} \quad (56)$$

Pagal Drudės modelį medžiagos dielektrinė skvarba priklauso nuo dviejų parametru: ekranuotos plazmos dažnio (kuris savo ruožtu priklauso nuo krūvininkų koncentracijos) bei impulso relaksacijos trukmė (nuo šio dydžio priklauso krūvininkų judris).

Aukščiau pateiktose išraiškose buvo naudojamas klasikinis Drudės modelis – medžiagos elektrinio laidumo modelis, kuris aprašo išorinio elektrinio lauko veikiamų laidumo elektronų judėjimą medžiagoje. Šių krūvininkų judėjimas yra veikiamas dėl dūžių atsirandančios slopinimo jėgos [76]. Drudės savojo laidumo dažninė priklausomybė ekvivalenti skysčių dielektrinei skvarbai pagal Debajaus teoriją [77]. Literatūroje yra aprašomi Drudės modeliai modifikuoti skysčiams: „Cole-Cole“ [77] (CC), „Cole-Davidson [78] (CD). Abu šie modeliai gali būti apjungiami į vieną – apibendrintąjį Drudės modelį (Generalised Drude GD). Pagal apibendrintąjį Drudės modelį kompleksinis medžiagos laidumas bus lygus:

$$\sigma = \frac{\sigma_{DC}}{\left(1 - (i\omega\tau)\right)^{1-a}}^\beta \quad (57)$$

čia a ir β – teigiamos konstantos, o τ – impulso relaksacijos trukmė [79]. Nustačius fiksuotą $a=0$ konstantą bei keičiant β konstantos vertę turėsime klasikinį Drudės modelį. Pagal Colè Davison modelį konstanta $a=0$, o β parenkamas bet koks. Cole-Cole modelis leidžia rinktis a vertę, tačiau β vertė yra fiksuota.

Pagrindinė Drudės modelio prielaida yra ta, kad elektronai nesąveikauja su sklaidos centrais, o tai reiškia, kad sklaidos įvykis nepriklauso nuo elektrono energijos. Dėl šios priežasties, Drudės modelis dažniausiai ne visiškai atitinka eksperimento rezultatus, todėl reikalingos konkrečiam eksperimentui būdingos modifikacijos [80]. Jei elektrono ir sklaidos centro sąveika yra įskaitoma, tuomet išsklaidytojo elektrono impulsas ir energija priklausys nuo pradinio impulso ir energijos buvusių prieš sklaidą („atminties reiškinys“). Šis reiškinys yra būdingas CC, CD ir GD modeliams [81, 82].

Jeon ir Grischkowski tirdami GaAs pastebėjo nukrypimus nuo Drudės modelio, todėl modifikavo jį, įvesdami nuo energijos priklausantį sklaidos intensyvumą. Gardelės priemaišų ir akustinių fononų sąlygotas elektronų sklaidos intensyvumas aprašomas tokia formule:

$$\tau^{-1}(E) = \tau_i^{-1}(E/k_b T_0)^{-3/2} + \tau_l^{-1}(E/k_b T_0)^{1/2} \quad (58)$$

Kur τ^{-1} – priemaišinės sklaidos dažnis, τ^{-1} – gardelės (akustinių fononų) sklaidos dažnis, E – elektrono energija, o T_0 – derinimo parametras [83, 84].

Atlikti legiruoto silicio THz spektroskopijos tyrimai parodė, kad savojo laidumo medžiagos kompleksinio lūžio rodiklio priklausomybę nuo dažnio geriausiai paaiškina CD modelis [83]. Legiruoto GaAs tyrimai parodė, kad šioje medžiagoje savojo laidumo atveju geriau tinka CC modelis [85]

GaAs atveju, naudojamos ir tokios Drudės modelio modifikacijos kuomet laikoma, kad krūvininkai gali turėti du sklaidos dažnius, tai reiškia, kad vyksta du sklaidos procesai. Taip pat modelis pataisytas įskaitant paviršinius ir tūrinius elektronus, kurių plazmos dažniai yra skirtingi bei skiriasi sklaidos spartos. Galiausiai modelis papildytas įvertinant abiejų tipų krūvininkus: elektronus bei skyles.

N. V. Smitas [86] modifikavo Drudės modelį įveddamas parametą c_n , kuris parodo elektrono greičio, ir krypties pokytį po sklaidos. Pagal Smito modelį kompleksinis laidumas lygus:

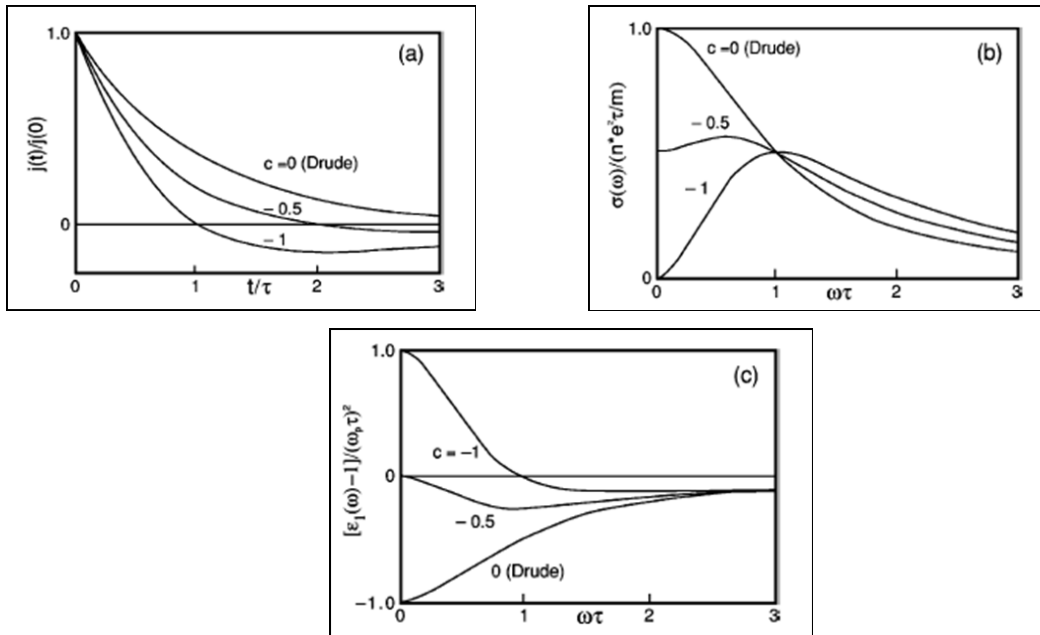
$$\sigma(\omega) = \frac{nq^2\tau}{m(1-i\omega\tau)} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_n}{(1-i\omega\tau)^n} \right] \quad (59)$$

Kur c_n – parametras nurodantis, kuri elektrono pradinio greičio dalis išliko po n susidūrimų. Smito modelyje taip pat daroma prielaida, kad įvyksta tik vienas sklaidos įvykis ir $c_n = 0$, kai $n > 1$ tuomet laidumas yra:

$$\sigma(\omega) = \frac{nq^2\tau}{m(1-i\omega\tau)} \left[1 + \frac{c}{1-i\omega\tau} \right] \quad (60)$$

45 paveikslėlyje pavaizduotos srovės, savitojo laidumo, ir dielektrinės skvarbos dažninės priklausomybės, kai $c=0$; -0.5 ; -1 esanti tampriems susidūrimams ($c = \langle \cos\alpha \rangle$, α sklaidos kampas). Neigiama c parametro vertė parodo, kad vyrauja atgalinė sklaida, o krūvininkų kuriama srovė apkeičia kryptį. Medžiagos savitasis laidumas šiame modelyje slopinamas ties žemais dažniais, o laidumo maksimali vertė pasislenka į aukštesnių dažnių sritį. Tai aktualu aiškinant kai kurių rūšių metalų (gyvsidabrio ir jo mišinių, skysto Te) infraraudonosios spektro srities optines savybes, nes jų optinis laidumas yra

minimalus ties nuliniu dažniu. Kai $c=1$, savasis laidumas visiškai išnyksta, o jo minimali vertė yra kuomet $\omega\tau=1$.



45 pav. c parametro įtaka impulso funkcijai (a), medžiagos savitojo laidumo realiai daliai (b), dielektrinės skvarbos realiai daliai (c) [86].

Iš Smito modelio matyti, kad reali dielektrinė skvarba yra teigiama, kuomet $c=-1$. Tauriųjų metalų dielektrinė skvarba yra neigiama, kai dažnis mažesnis už plazmos dažnį.

6.5. InSb elektronų koncentracijos skaičiavimas

Šiame skyriuje atskleistas elektronų koncentracijos InSb bandinyje skaičiavimo metodas. Elektronų koncentracijos žinojimas leidžia suskaičiuoti ekranuotos plazmos dažnį, o tai supaprastina eksperimentinių ir teorinių kreivių sutapatinimo procedūrą. InSb bendrą krūvininkų tankį sudaro elektronai termiškai sužadinti iš donorinių priemaišų bei termiškai iš valentinės juostos sugeneruoti savieji elektronai. InSb krūvininkų koncentracija buvo skaičiuojama pagal literatūroje pateiktą formulę[87]:

$$n_i(T) = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(\frac{-E_g}{2k_b T}\right) \quad (61)$$

čia $N_c \sim 8 \cdot 10^{12} \cdot T^{3/2}$ (cm⁻³)- laidumo juostos efektinis būsenų tankis, $N_v \sim 1.4 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2}$ (cm⁻³)- valentinės juostos defektinis būsenų tankis.

Jei puslaidininkyje yra donorinių priemaišų kurių tankis D, tuomet apskaičiuojamas remiantis veikiančiųjų masių dėsniu:

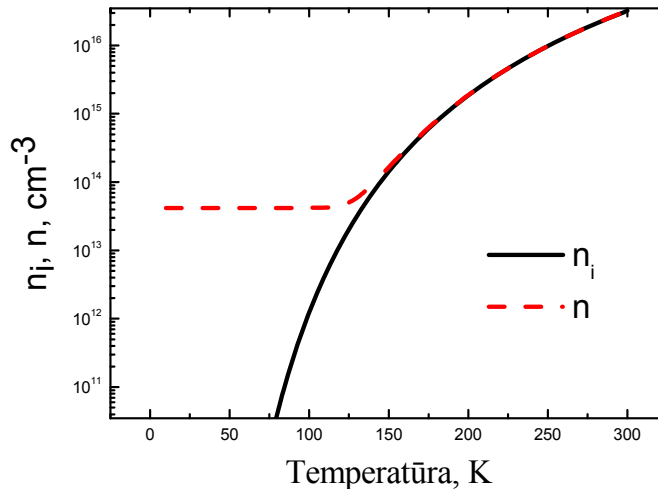
$$n_i^2 = np \quad (62)$$

bei krūvio neutralumo sąlyga: $D+p=n_i+n_d$, kur n_d - iš donorinių priemaišų sugeneruoti elektronai. Bendrą krūvininkų tankis lygus:

$$n(T) = \frac{D}{2} + \sqrt{\frac{D^2}{4} + n_i^2(T)} \quad (63)$$

kur $D = 4.2 \cdot 10^{13}$ cm⁻³.

46 paveiksle pateikti teoriniai InSb krūvininkų koncentracijos skaičiavimai. Pirmiausia buvo suskaičiuota švarios medžiagos elektronų koncentracija n_i , vėliau, pasinaudojus veikiančiųjų masių dėsniu, apskaičiuota konkretaus puslaidininkio krūvininkų koncentracija n.



46 pav. InSb elektronų koncentracijos priklausomybė nuo temperatūros.

Iš pateiktų grafinių rezultatų matyti, kad žemose temperatūrose (iki ~ 150 K) elektronų koncentraciją lemia bandinyje esančių donorų tankis. Ši

koncentracija nekinta keičiantis temperatūrai (žr. 46 paveikslėlį, raudona kreivė (n)). Aukštesnėse nei 150 K temperatūrose krūvininkų koncentracija dėl sužadavimo iš valentinės juostos pradeda labai smarkiai didėti.

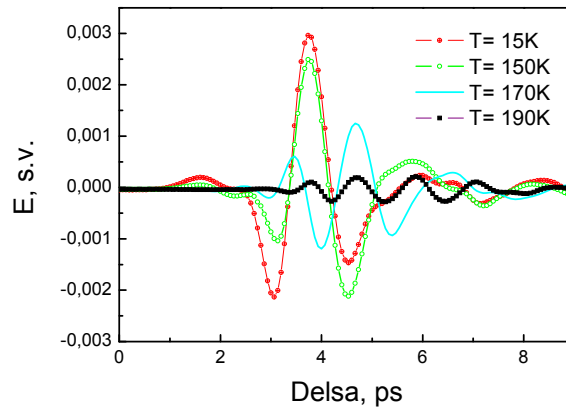
6.6. Pralaidumo tyrimų rezultatai

Eksperimento metu InSb bandinys buvo patalpintas helio kriostate su kvarciniais langais. Kriostate bandinio temperatūrą buvo galima keisti nuo 15 K iki 300 K. Bandinys buvo 1 mm storio n tipo kristalas, jo laisvųjų elektronų tankis 77 K temperatūroje – $4.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Tiriant bandinio pralaidumą THz spinduliuotei, pastaroji į InSb plokštelę krisdavo statmenai. Terahercinių bangų atspindžio tyrimo metu bandinio paviršiaus normalė ir THz spinduliuotės sklaidimo ašis sudarė 45° kampą; THz spinduliuotės elektrinio vektoriaus svyravimas vyko THz spinduliuotės kritimo į bandinį plokštumoje (p-polarizacijos atvejis). Tiriant bandinio pralaidumą, atraminis signalas išmatuotas išėjus bandinį iš kriostato; atspindžio tyrimo atveju normavimui naudota THz impulso, atsispindėjusio nuo kambario temperatūros bandinio, skleistinė laike. Toliau naudojami eksperimentiškai nustatyti bandinio atspindžio ($R(\nu)$) ir pralaidumo ($T(\nu)$) koeficientai bus apibrėžti taip:

$$T(\nu) = \frac{E_{vt}(\nu)}{E_{vt0}(\nu)} \quad (64)$$

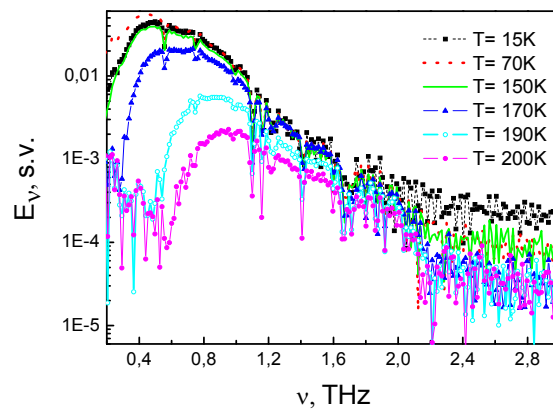
$$R(\nu) = \frac{E_{vr}(\nu)}{E_{vr0}(\nu)} \quad (65)$$

čia $E_{vt}(\nu)$ – pro bandinį praėjusio THz impulso elektrinio lauko spektrinis tankis, $E_{vt0}(\nu)$ – į bandinį kritusio THz impulso elektrinio lauko spektrinis tankis, $E_{vr}(\nu)$ – nuo bandinio atsispindėjusio THz impulso elektrinio lauko spektrinis tankis, $E_{vr0}(\nu)$ – THz impulso elektrinio lauko spektrinis tankis atsispindėjusio nuo bandinio išmatuoto kambario temperatūroje.



47 pav. pro InSb bandinį praėję THz impulsai esant skirtingoms bandinio temperatūroms

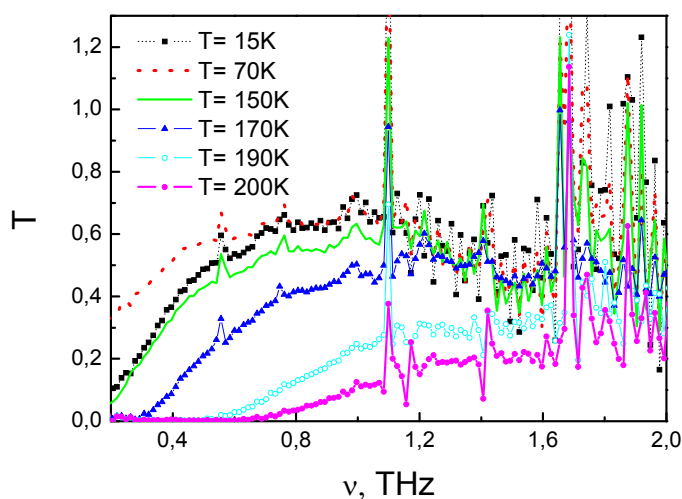
47 pav. pateikti praėję pro bandinį THz impulsai užregistruoti esant skirtingoms bandinio temperatūroms. Pastebėta, kad šildant bandinį nuo 15 K iki 150 K praėjusių impulsų amplitudė mažai kito, tačiau toliau keliant temperatūrą registruojamo signalo amplitudė sparčiai mažėjo, o elektrinio lauko osciliacijų periodų skaičius bei dažnis didėjo.



48 pav. pro InSb bandinį praėjusių THz impulsų elektrinio lauko spektrinio tankio priklausomybės nuo dažnio esant skirtingoms bandinio temperatūroms

Žiūrint į praėjusių pro bandinį impulsų spektrus (48 pav.) matyti, kad temperatūros didinimas lemia didesnius THz spinduliuotės nuostolius žemų dažnių srityje, o tai savo ruožtu nulemia ir osciliacijų dažnio padidėjimą.

Kaip matyti, abiejuose paveikslėliuose pateikti rezultatai yra gana informatyvūs, tačiau norint palyginti eksperimentinius bei teoriškai apskaičiuotus rezultatus geriau yra naudoti bandinio pralaidumo dažnines priklausomybes. Pralaidumas apibrėžiamas (64) išraiška; jo spektrinės priklausomybės yra pateiktos 49 paveiksle. Iš 49 paveikslėlio aiškiai matyti, kad iš pradžių keliant temperatūrą riba tarp bandinio neskaidrumo ir skaidrumo sričių pasislenka į žemesnių dažnių pusę (70K kreivė), o po to slenka į aukštesniųjų dažnių pusę.

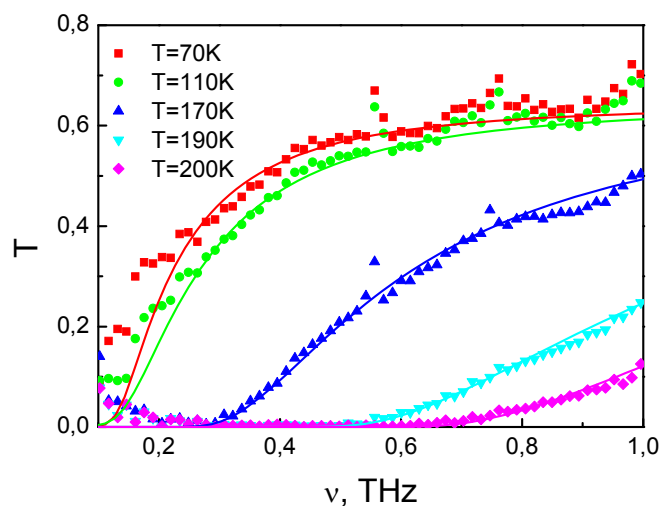


49 pav. InSb eksperimentiškai gauti pralaidumo spektrai esant skirtingoms bandinio temperatūroms.

6.7. Eksperimentinių ir teorinių pralaidumo spektrų palyginimas

Sutapatinti eksperimentiniai ir teoriniai spektrai pateikti 50 pav. Atliekant tiek pralaidumo, tiek atspindžio matavimo rezultatų tapatinimą su teorinėmis kreivėmis naudotas tik vienas tapatinimo parametras – impulso

relaksacijos trukmė τ . Kiekvienai temperatūrai buvo nustatyta konkreti τ vertė. Kaip matyti iš pateiktų rezultatų teorinės bei eksperimentinės kreivės gana neblogai sutampa.

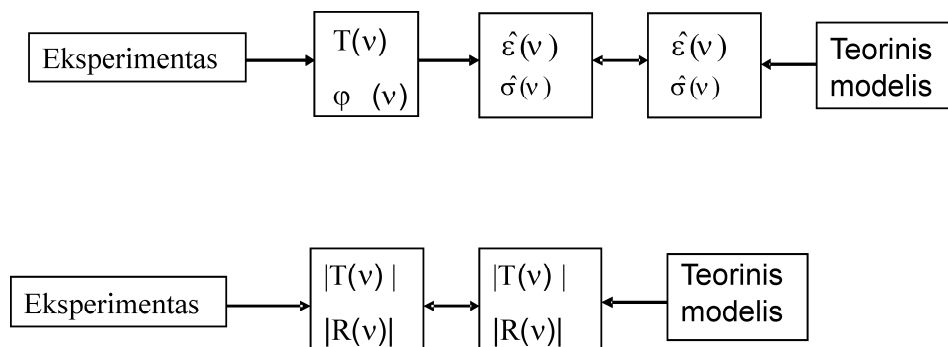


50 pav. Išmatuoti bei apskaičiuoti bandinio pralaidumo spektrai esant skirtingoms bandinio temperatūroms. Teorinės ir eksperimentinės kreivės sutapatinašos keičiant parametą τ .

Nepaisant gero teorinių bei eksperimentinių kreivių atitikimo, toks metoas kuomet lyginamos pralaidumo bei atspindžio teorinės ir eksperimentinės kreivės, nėra labai paplitęs. 51 paveikslėlyje pateikti du skaičiavimo modeliai.

Pirmojo, dažniausiai literatūroje sutinkamo, modelio principas yra toks: pirmiausia iš eksperimento rezultatų nustatomi pralaidumo bei fazės poslinkio spektrai. Iš šių spektrų nustatoma medžiagos kompleksinė dielektrinė skvarba arba kompleksinis laidumas. Galiausia, pagal pasirinktą modelį teoriškai suskaičiuojami kompleksinė dielektrinė skvarba arba kompleksinis laidumas yra palyginami su eksperimentiniais.

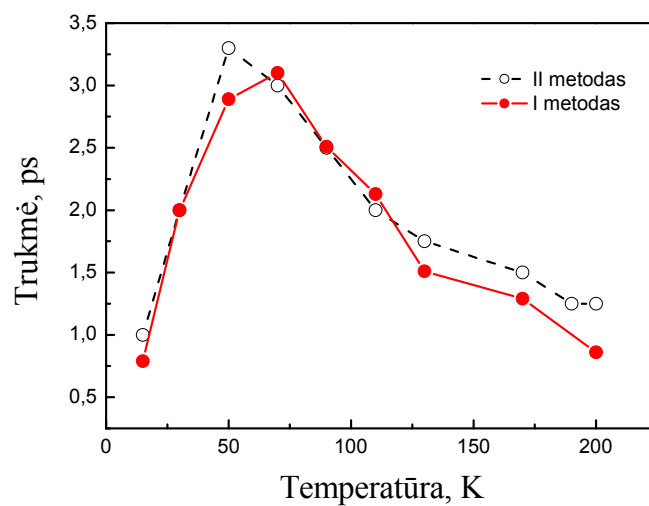
I-metodas



II-metodas

51 pav. Skirtingi skaičiavimo metodai

Antrojo, ir šioje disertacijoje aprašomo metodo principas yra teoriškai apskaičiuotų ir eksperimentiškai gautų pralaidumo bei atspindžio spektrų palyginimas.

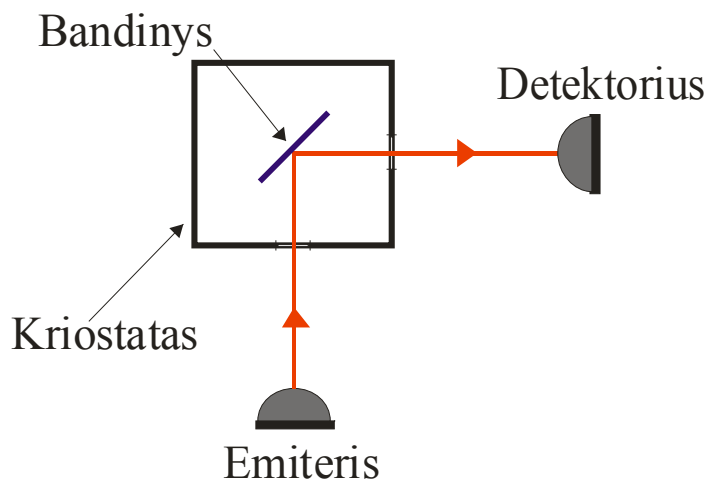


52 pav. InSb laisvųjų elektronų impulso relaksacijos trukmės priklausomybė nuo bandinio temperatūros. Dviem skirtingais metodais nustatytos trukmės

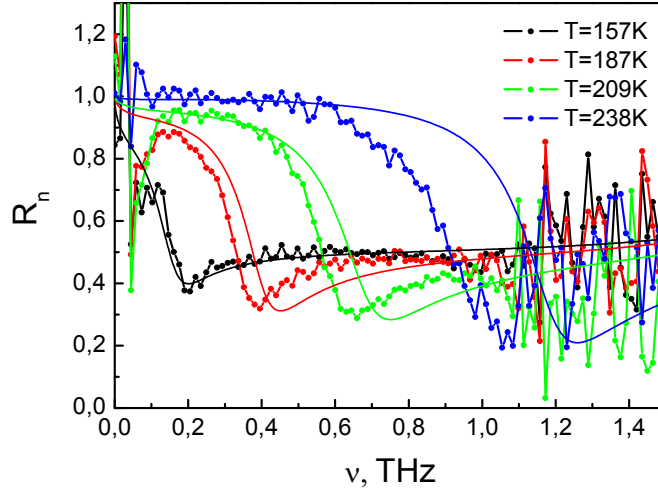
52 paveiksle pateiktos dviem minėtais metodais nustatytos InSb laisvųjų elektronų impulso relaksacijos trukmės priklausomybė nuo bandinio temperatūros. Žiūrint į pastarąjį paveikslėlį, galima padaryti išvadą, kad abu skaičiavimo metodai yra lygiaverčiai, o apskaičiuotos τ vertės sutampa paklaidų ribose.

6.8. Atspindžio tyrimai

Ekspertas atliktas panašiai kaip ir pralaidumo pokyčio matavimo atveju, tačiau emiterio ir detektoriaus optinės ašys sudaro 90^0 kampą (53 pav). Bandinys talpinamas į kriostatą, o THz spinduliuotės kritimo į bandinį kampas yra $\varphi = 45^0$. Kriostato langas, naudojamas spinduliuotės išvedimui iki detektoriaus, pagamintas iš teflono. Tuomet THz spinduliuotė atsispindėjusi nuo bandinio, ir sklisdama laisva erdve iki detektoriaus patiria mažiausius nuostolius. Kriostato langas, naudojamas spinduliuotės įvedimui, yra pagamintas iš kvarco. Eksperto rezultatai pavaizduoti 54 paveiksle.



53 pav. THz atspindžio schema. Bandinys talpinamas į kriostatą. emiterio ir detektoriaus optinės ašys sudaro 90^0 kampą. THz spinduliuotės kritimo į bandinį kampas $\varphi = 45^0$.



54 pav. Skirtingose temperatūrose išmatuoti ir apskaičiuoti InSb atspindžio spektrai

Dažniausiai puslaidininkio elektronų plazminį dažnį yra įprasta skaičiuoti pagal (35) formulę, turint omenyje, kad elektronų, turinčių perteklinę energiją, masė nesiskiria nuo m_{eff} . Mūsų eksperimento rezultatai rodo, kad toks skaičiavimo būdas netinka. InSb pasižymi dideliu laidumo juostos neparaboliškumu, nulemiančiu didesnes nei m_{eff} laisvųjų elektronų mases. Norint įvertinti šią neparaboliškumo įtaką, turime įskaičiuoti vidutinę laidumo juostoje esančių elektronų masę m_{av} :

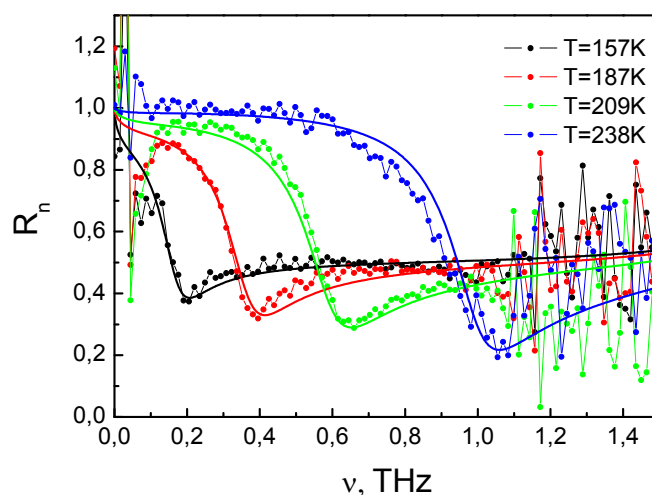
$$m_{av} = \frac{\int_0^{\varepsilon_{max}} m_{np} D(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_{max}} D(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (66)$$

kur

$$m_{np} = m_{eff} \left(1 + \frac{2\varepsilon}{E_g} \right) \quad (67)$$

Kaip matyti iš (67), m_{np} priklauso nuo elektrono energijos ε ir puslaidininkio draustinio tarpo E_g . Kadangi siauratarpiams puslaidininkiams

būdingas didelis laidumo juostos neparaboliškumas, tai ir m_{np} gali būti žymiai didesnis už elektrono efektinę masę laidumo juostos dugne m_{eff} . Atsižvelgiant į tai, buvo nuspręsta įvesti naują dydį – vidutinę laidumo juostoje esančių elektronų masę m_{av} , kuri apskaičiuojama pagal (66) formulę. Aukštesnė temperatūra lemia didesnę elektronų perteklinę energiją, o ši nulemia vidutinės masės dydį, taigi m_{av} yra temperatūros funkcija. Vietoj m_{eff} į (35) formulę įstačius m_{av} , apskaičiuotos $R(\nu)$ priklausomybės kur kas geriau sutampa su eksperimentiniais rezultatais (55 pav.), nei pateikti 54 paveikslėlyje.

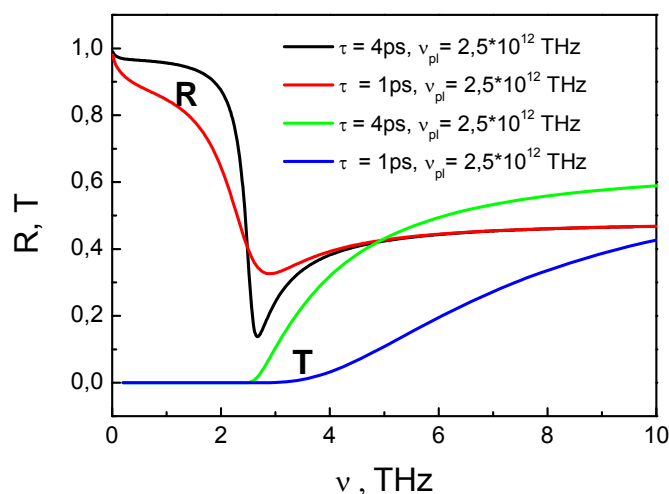


55 pav. Skirtingose temperatūrose išmatuoti ir apskaičiuoti InSb atspindžio spektrai. Skaičiuojant panaudota vidutinės elektronų masės vertė

6.9. Pralaidumo ir atspindžio metodų palyginimas

56 paveiksle pateikti pagal (52) ir (53) formules apskaičiuoti atspindžio ir pralaidumo koeficientai. Visos kreivės suskaičiuotos esant tam pačiam plazminiam dažniui ω_p , bet skirtingoms τ vertėms. $R(\omega)$ kreivėms būdingas minimumas, esantis ties ekranuotos plazmos dažniu. Didesnis τ nulemia ryškesnį atspindžio priklausomybės minimumą, o tai labai svarbu

norint iš eksperimento duomenų tiksliai nustatyti krūvininkų plazminį dažnį. Tyrimai parodė, kad InSb atveju ši dažnį galima nustatyti su dideliu tikslumu gana plačiame temperatūrų ruože. Žiūrint į 59 pav. kreives peršasi išvada, kad norint sėkmingai sutapatinti eksperimento, ir teorinius rezultatus svarbiausia atlikti THz atspindžio matavimus dažnių diapazone kur $\omega \leq \omega_{pl}$. Kitokia sąlyga THz pralaidumo matavimams - jie yra informatyviausi tuomet, kai $\omega \geq \omega_{pl}$.

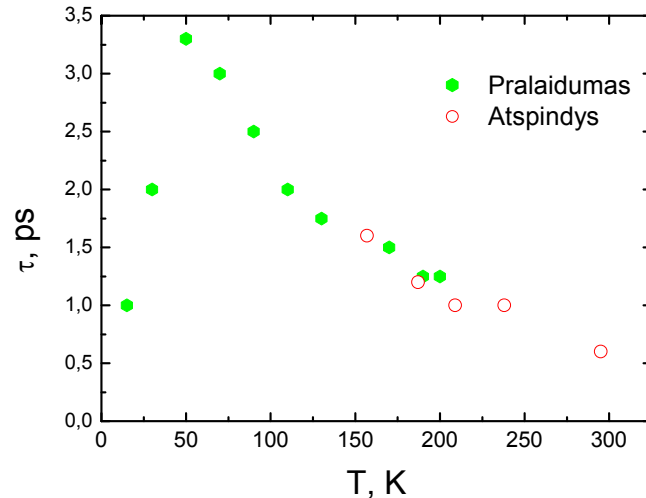


56 pav. Apskaičiuoti InSb atspindžio ir pralaidumo spektrai

Tipiško THz TDS stendo dažnių diapazonas prasideda ties 150-200 GHz riba, todėl taikyti atspindžio spektroskopiją žemiausiose bandinio temperatūrose, kai ekranuotos plazmos dažnis mažesnis už 150 GHz, tampa netikslinga. Žemose bandinio temperatūrose daugiau informacijos suteikia pralaidumo tyrimai, tuo tarpu aukštesnėse temperatūrose – atspindžio matavimai.

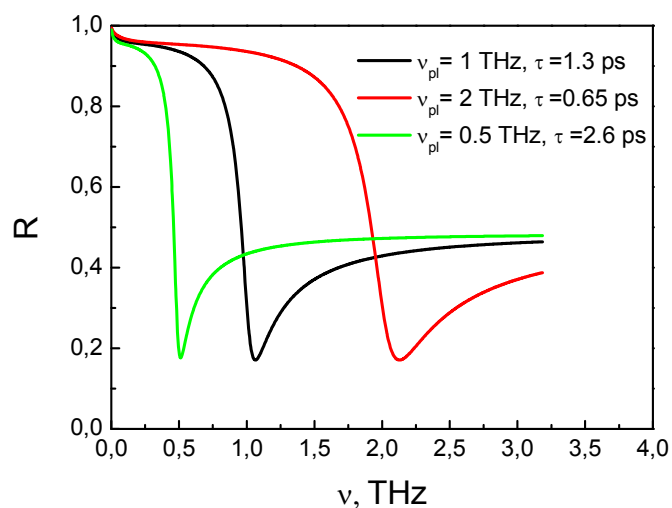
Eksperimento ir skaičiavimo rezultatų palyginimo, esant skirtingoms bandinių temperatūroms, rezultatai yra apibendrinti ir pavaizduoti 57 pav. Matyti, kad τ priklausomybė nuo temperatūros turi maksimumą ties 60 K. Temperatūrai mažėjant labai padidėja elektronų sklaida jonizuotomis priemaišomis, o temperatūrai didėjant, intensyvėja elektronų sklaida fononais.

Ties 60 K abiejų minėtų mechanizmų įtaka yra palyginus maža, o tai ir nulemia didžiausią impulso relaksacijos trukmę.



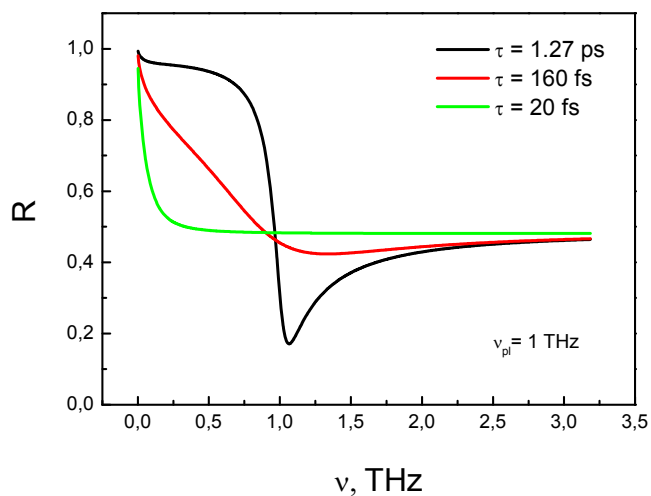
57 pav. InSb laisvųjų elektronų impulso relaksacijos trukmės priklausomybės nuo bandinio temperatūros, išmatuotos pralaidumo ir atspindžio metodais

Kai medžiaga pasižymi santykinai ilgomis krūvininkų gyvavimo trukmėmis, aiškiai išreikštas atspindžio spektro minimumas yra ties ν_{pl} , o tai reiškia, kad iš eksperimentinės $R(\nu)$ kreivės galima lengvai nustatyti laisvųjų elektronų koncentraciją medžiagoje. Aprašytų InSb tyrimų atveju šis parametras jau buvo žinomas, tačiau, bendru atveju, elektromagnetinės spinduliuotės pralaidumo ir atspindžio tyrimai gali būti sėkmingai taikomi nekontaktiniam krūvininkų koncentracijos nustatymui. Kadangi koncentracijos nustatymui svarbi atspindžio spektro forma, verta giliau panagrinėti $R(\nu)$ sąryšį su pagrindiniais dielektrine skvarbą aprašančiais parametrais. Manipuliacijos su dielektrinės skvarbos išraiška (36) parodė, kad $R(\omega)$ kreivės formą nulemiantis parametras lygus τ ir ω_{pl} sandaugai. 58 paveiksle matyti, kad esant skirtingoms τ ir ω_{pl} vertėms, tačiau esant $\tau * \omega_{pl} = const.$, atspindžio spektrai turės tokio pat gylio minimumą.



58 pav. Apskaičiuoti InSb atspindžio spektrai. Visoms kreivėms

$$\nu_p \tau = const.$$



59 pav. Apskaičiuoti atspindžio spektrai. Visų trijų $\nu_p = 1$ THz

59 paveiksle matome kaip $R(\nu)$ kreivės forma priklauso nuo parametro $\omega_{pl} \tau$. Kai $\omega_{pl} \tau \gg 1$, kreivė turi aiškiai išreikštą minimumą – išmatavus tokią priklausomybę, galima lengvai nustatyti medžiagos parametrus. Priešingu atveju, kai $\omega_{pl} \tau \ll 1$, $R(\omega, \omega_{pl})$ kreivė neturi minimumo, o atspindys kinta tik dažniuose kur $\omega \ll \omega_{pl}$. Puslaidininkio tyrimas teraherciniais impulsais tokiu

atveju tampa neinformatyvus. Jei $\omega_{pl} \tau \approx 1$, medžiagos parametrus galima nustatyti tik sutapatinus eksperimentinius ir teorinius duomenis.

Taigi $\omega_{pl} \tau$ – tai parametras, kuris parodo kompleksinės dielektrinės skvarbos kitimo greitį keičiantis elektromagnetinės spinduliuotės dažniui plazminio dažnio srityje. Todėl $\omega_{pl} \tau$ nulems ne tik atspindžio, bet ir pralaidumo spektrų formą.

Išvados

InSb optinės savybės terahercinių dažnių srityje gali būti paaiškinamos remiantis Drudės modeliu, jei atsižvelgiama į laidumo juostos neparaboliškumą ir su juo susijusį vidutinės laisvųjų elektronų masės padidėjimą.

Atspindžio ir pralaidumo matavimai leidžia patikimai nustatyti laisvųjų krūvininkų parametrus tuomet, kai jų ekranuotos plazmos dažnis patenka į matavimo spektrinį diapazoną. Laisvųjų krūvininkų puslaidininkiuose plazmos dažnis dažniausiai yra terahercinių dažnių diapazone, todėl šių dažnių bangos labai tinka puslaidininkinių laisvagrūvės sugerties tyrimams.

Medžiagos laisvagrūvės sugerties ypatybės nulemia ekranuotos plazmos dažnis – ties šiuo dažniu keičiasi medžiagos sugerties ir atspindžio koeficientai bei kiti optiniai parametrai. Ekranuotos plazmos ciklinio dažnio ir impulso relaksacijos trukmės sandauga lemia optinių savybių pasikeitimo spartą keičiantis elektromagnetinės spinduliuotės dažniui. Jei ši sandauga daug didesnė už vienetą, tai riba tarp skaidrios ir neskaidrios medžiagos – aiški, o tai labai palengvina medžiagos parametrų nustatymą. Jei ši sandauga daug mažesnė už vienetą, pereinamasis dažnių diapazonas – labai platus, o medžiagos parametrus nustatyti – žymiai sudėtingiau.

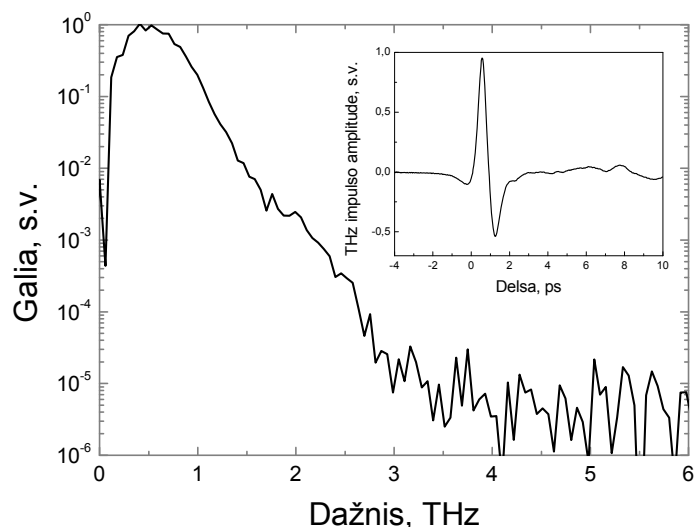
Tyrimų rezultatai publikuoti straipsnyje: R. Adomavičius, J. Macutkevič, R. Suzanovičienė, A. Šiušys, A. Krotkus, Phys. Status Solidi C **6**, 12, 2849-2851 (2009).

7. THz spinduliuotė iš vario – indžio chalkopyritų

I-III-VI₂ grupės chalkopyritai, tokie kaip CuInSe₂ ir CuInS₂ yra įdomūs dėl savo unikalių fotoelektrinių savybių, bei ilgalaikio stabilumo nerodant jokių degradavimo požymių. Dėl optimalaus draustinių juostų tarpo (~1-1,5eV) ir didelio šviesos sugerties koeficiento (~10⁵ cm⁻¹) šios medžiagos yra labai perspektyvios saulės elementų gamyboje. Iš CuInSe₂ pagamintų saulės elementų efektyvumas šiai dienai siekia 19%. Dėl didelio sugerties koeficiento ir stipraus paviršinio lauko šios medžiagos taip pat yra potencialiai tinkamos paviršiniams THz spinduliuotės emiteriams gaminti.

Eksperimentuose naudoti trijų skirtingų tipų chalkogenidai užauginti Talino technologijos universiteto medžiagų katedroje (augino J. Kois, S. Bereznev, E. Mellikov), bei Moldovos valstybinio universiteto puslaidininkių fizikos katedroje (augino P. Gashin): a) Polikristaliniai CuInSe sluoksniai, nusodinti ant stiklo, elektrocheminio nusodinimo būdu b) ant vario plokštelės termiškai užgarinti CuInSe₂ sluoksniai c) CuInSe ir CuIn_{0.7}Ga_{0.3}Se₂ monokristalai užauginti cheminės pernašos būdu. Pastaruoju atveju buvo auginama uždaroje ampulėje. Prieš auginimą ampulė buvo dalinai užpildoma susintetintu junginiu kartu įdedant jodo, kuris veikia kaip pernašos agentas. Užpildytas galas talpinamas į 780°C zoną, o kitas ampulės galas būna patalpintas į 720°C zoną. Vykstant transporto reakcijai tarp susintetinto junginio ir jodo, šaltesniajame ampulės gale vyksta monokristalo formavimasis. Pernašos greitis auginimo metu buvo apie 22-34 mg/h. Tokiu būdu užauginti 6×10×1 mm matmenų monokristalai. Chalkopyritai buvo žadinami 810nm bangos ilgio Ti:Safyro lazerio impulsais. Žadinančiojo spindulio kritimo kampas į bandinio paviršių buvo 45°, žadinančiojo spindulio diametras ant bandinio apie 300 μm (spindulys fokusuotas naudojant lęšį), vidutinė žadinančiojo spindulio galia 400 mW. Tipinis impulsas ir spektras gautas žadinant THz impulsus iš CuInSe paviršiaus parodytas 60 pav., o 1

lentelėje palygintos THz spinduliuotės amplitudės gautos atliekant eksperimentą tomis pačiomis sąlygomis.

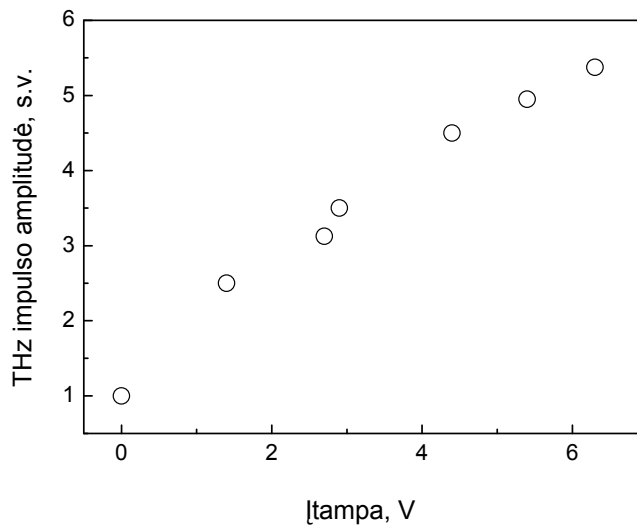


60 pav. Tipinė iš chalkogenido paviršiaus generuojamo THz impulso laikinė charakteristika ir Furjė spektras.

Didžiausia THz spinduliuotės amplitudė gaunama iš monokristalinio CuInSe bandinio paviršiaus, ir siekia pusę amplitudės gaunamos iš p-tipo InAs paviršiaus. Palyginti stipri spinduliuotė buvo užregistruota ir iš polikristalinių CuInSe ir CuInS sluoksnių. Mažesnė spinduliuotės amplitudė CuInGaSe atveju gali būti paaiškinta pakankamai plačiu draustinių juostų tarpu (~1,3 eV) šioje medžiagoje.

<i>Medžiaga</i>	<i>Struktūra</i>	<i>THz impulso amplitudė, s.v.</i>
CuInSe ₂	monokristalinis	0.42
CuIn _{0.7} Ga _{0.3} Se ₂	monokristalinis	0.10
CuInSe ₂	polikristalinis	0.40
CuInS ₂	polikristalinis	0.30
p-InAs	monokristalinis	1

1 lentelė. Chalkogenidų generuojamos THz spinduliuotės amplitudės palyginimas.



61 pav. Iš CuInS_2 paviršiaus generuojamo THz impulso priklausomybė nuo pridėtos papildomo įtampos.

Kadangi labiausiai tikėtinas THz impulsų generacijos mechanizmas chalkogeniduose yra paviršinio lauko ekranavimas, papildomo išorinio lauko pridėjimas turėtų smarkiai įtakoti generuojamo THz impulso amplitudę. Siekiant patikrinti šį spėjimą tarp varinio pagrindo ir ant CuInS_2 sluoksnio nusodinto grafitinio kontakto buvo pridėta pastovi įtampa. Lazero impulsas buvo sufokusuotas į pailgą pluoštelį stengiantis apšviesti kuo ilgesnę grafitinio kontakto ir CuInS_2 sluoksnio sandūros dalį. Pridėjus pastovią 9V įtampą gautas amplitudės užaugimas 5 kartus (61 pav.). Tolimesnis amplitudės augimas pridėdant didesnes įtampas buvo ribojamas tirtos struktūros soties srovių.

Taigi atlikti tyrimai rodo, kad chalkogenidai gali būti pritaikyti nebrangių THz spinduliuotės emiterių gamyboje.

Tyrimų rezultatai publikuoti: R. Adomavičius, A. Krotkus, R. Šustavičiūtė, G. Molis, J. Kois, S. Bereznev, E. Mellikov, P. Gashin, *Electronics Lett.* **43**, 25, 1458-1459 (2007)

8. Išvados

1. Sukurta optinio kaupinimo – terahercinio zondavimo eksperimentinė metodika, leidžianti matuoti elektronų dinamiką puslaidininkiuose apibūdinančias charakteringas trukmes: elektronų gyvavimo trukmę, jų energijos relaksacijos trukmę ir impulso relaksacijos trukmę.
2. Didinant Mn kiekį lydinyje GaMnAs 0.06 % elektrinių gyvavimo trukmė išauga apie 100 kartų; šis šuolis yra palydimas sraigaus elektronų judrio sumažėjimo ir paviršiuje spinduliuojamo THz impulso poliarumo inversijos, iššauktų medžiagos savųjų defektų elektrinės būsenos pasireiškimo.
3. Nustatyta, kad šviesa indukuotas THz spinduliuotės augimas siauratarpiuose puslaidininkiuose sulėtėja iki kelių pikosekundžių; šis reiškinys yra susijęs su didele papildoma energija įgijusių fotoelektronų šalimu, ir leidžia nustatyti medžiagos elektronų energijos relaksacijos trukmę. $Cg_{0.2}Hg_{0.8}Te$ ir $In_{0.5}Ga_{0.5}As$ sluoksniuose ši trukmė yra artima 1 ps.
4. Nustatyta, kad InSb kristalai, atšaldyti iki temperatūrų žemesnių nei 150 K tampa skaidrūs THz spinduliuotei. Spinduliuotės, kurioje medžiaga praskaidrėja, dažnis leidžia rasti elektronų impulso relaksacijos trukmės temperatūrinę priklausomybę.
5. Atspindžio nuo InSb kristalo paviršiaus spektre yra stebimas minimumas, kurio padėtis sutampa su elektronų plazmos dažniu. Kambario temperatūroje šio dažnio vertė gali būti randama tik įskaičius elektronų pasiskirstymo neparabolinėje laidumo juostoje indėlių.
6. Stebėta THz spinduliuotė, sužadinama femtosekundinio lazerio impulsu apšvietus trim skirtingais būdais pagamintus vario – indžio chalkopyritų bandinių paviršius. Tai rodo, jog šis THz spektroskopijos būdas gali būti sėkmingai pritaikytas šiuose saulės energetikai svarbiuose puslaidininkiuose susidariusių vidinių elektrinių laukų bekontakčiam charakterizavimui.

Summary

Creation of ultrafast semiconductor components is inconceivable without understanding various processes of picosecond duration in semiconductors. These processes, as electron energy relaxation time or nonequilibrium carrier capture are very important for semiconductor photonics and terahertz range devices.

Since now, the most popular tool of measuring ultrafast processes in semiconductors was picosecond or femtosecond laser pulses. In spite of excellent time resolution, optical pump – probe methods have a significant imperfection. Interpretation of the results can be very complicated. Also, the measured result can be affected by few variable parameters or interaction of various physical phenomenon. Therefore determinate results can be hardly related with electron time dependent characteristic.

The aim of this dissertation was to measure electron energy relaxation times and electron life times by using terahertz pulses in narrow – gap semiconductors used for photoconductive terahertz emitters or detectors.

In this dissertation, electron characteristic times which describe various processes in semiconductor, were studied. These measurements were performed by optical pump – terahertz probe technique and time domain terahertz spectroscopy. The emission of terahertz pulses from the semiconductor surface, illuminated by femtosecond laser pulses, was investigated.

The aim of this dissertation is to measure electron energy relaxation times and electron life times by using terahertz pulses in narrow – gap semiconductors used for photoconductive terahertz emitters or detectors.

Literatūra

- [1] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss, W. H. Knox, *Phys. Rev. B* **61**, 16642 (2000).
- [2] I. A. D. Lewes, F. H. Wells, Pergamon Press, New York 1959.
- [3] Tektronix S-6 Sampling Head, Instruction Manual, Tektronox, Beaverton, Oregon 1971
- [4] J. A. Valdmanis „, Electrooptic measurement techniques for picosecond materials, devices, and integrated circuits“, in *Measurement of High-Speed Signals in Solid State Devices*, R. B. Marcus, Ed. San Diego, CA: Academic, 135 (1990)
- [5] D. H. Auston „, Picosecond photoconductivity: high-speed measurements of devices and materials“ in *Measurement of High-Speed Signals in Solid State Devices*, R. B. Marcus, Ed. San Diego, CA: Academic, 85 (1990)
- [6] V. Pašiškevičius, „Fotosrovės netiesiškumai ir krūvininkų gyvavimo trukmės didelės spartos fotovaržose“- disertacija gamtos mokslų daktaro laipsniui įgyti, PFI, Vilnius (1992)
- [7] D. J. Bradley *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 53 (1970)
- [8] M. Schelev *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 354 (1971)
- [9] A. Othonos, *J. Appl. Phys.*, **83**, 1789 (1998)
- [10] H. Mahr, M. D. Hirsch, *Opt. Commun.* **13**, 96 (1975)
- [11] J. Shan, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **24**, 636 (1988)
- [12] G. C. Valley, T. F. Boggess, J. Dubard, A. L. Smirl, *J. Appl. Phys.* **66**, 2407 (1989)
- [13] D. H. Auston, S. McAfee, C. V. Shank, E. P. Ippen, O. Teschke, *Solid State Electronics*, **21**, 147 (1978)
- [14] D.R. Dean, R. J. Collins, *J. Appl. Phys. Rev. Lett.* **34**, 479 (1973).
- [15] C. A. Hoffman, K. Jarašiūnas, H. J. Gerritsen, A.V Nurmikko, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 536 (1978)

-
- [16] S. D. Benjamin, A. Othonos, P. W. E. Smith, *Elektron. Lett.* **30**, 1704 (1994)
- [17] P. W. E. Smith, S. D. Benjamin, H. S. Loka, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 9, 1156 (1997)
- [18]. J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, D. Zimdars, *Semicon. Sc. Tech.* **20**, S266 (2005).
- [19] F. Huang, B. Schulkin, H. Altan, J. F. Federici, D. Gary, R. Barat, D. Zimdars, M. Chen, D. B. Tanner, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5535 (2004).
- [20] T. Ikeda, A. Matsushita, M. Tatsuno, Y. Minami, M. Yamaguchi, K. Yamamoto, M. Tani, M. Hangyo, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 034105 (2005).
- [21] . B. Ferguson and X.-C-Zhang, *Nature Materials* **1**, 26 (2002).
- [22] P. Haring Bolívar, *Semiconductor Quantum Optoelectronics: From Quantum Physics to Smart Devices* (Institute of Physics Publishing, Bristol) 151(1999)
- [23] J. E. Bjarnason, T. L. J. Chan, A. W. M. Lee, M. A. Celis, and E. R. Brown, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 519 (2004).
- [24] M. C. Beard, G. M. Turner, C. A. Schmuttenmaer, *J. Phys. Chem. B*, **106**, 7146 (2002).
- [25] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. Beere, E. H. Linfeld, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, F. Rossi, *Nature*, **417**, 156 (2002).
- [26] M. Graf, G. Scalari, D. Hofstetter, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 475 (2004).
- [27] P. R. Smith, D. H. Auston, M. C. Nuss, *IEEE J. Quantum Electron*, **24**, 255 (1988).
- [28] C. Fattinger, D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 490 (1989).
- [29] Fork R L, Green B J and Shank C V 1981 *Appl. Phys. Lett.* **38** 671
- [30] Auston D H, Cheung K P and Smith P R 1984 *Appl. Phys. Lett.* **45** 284-286
- [31] Van Exter M, Fattinger Ch and Grischkowsky D 1989 *Appl. Phys. Lett.* **55** 337

-
- [32] Fattinger Ch and Grischkowsky D 1989 Appl. Phys. Lett. **54** 490
- [33] Smith F W, Lee H Q, Diadiuk V, Hollis M A, Calawa A R, Gupta S, Frankel M, Dykaar D R, Mourou G A and Hsiang T Y Appl. Phys. Lett. **54**, 890 (1989)
- [34] X.C. Zhang, B.B. Hu, J.T. Darrow, D.H. Auston, Applied Physics Letters **56**, 1011 (1990).
- [35] D.Dragoman, M.Dragoman, Progress in Quantum Electronics, **28**, 1 (2004).
- [36] M. C. Nuss, D. Auston, F. Capasso, Phys. Rev. Lett. **58**, 2355 (1987)
- [37] B I. Greene, J. F. Federici, D. R. Dykaar, A. F. J. Levi, L. Pfeiffer, Opt. Lett. **16**, 48 (1991)
- [38] P. N. Saeta, J. F. Federici, B. I. Greene, D. R. Dykaar, Appl. Phys. Lett, **60**, 1477 (1992)
- [39] S. S. Prabhu, S. E. Ralph, M. R. Melloch, E. S. Harmon, Appl. Phys. Lett. **70**, 2419, (1997)
- [40] C.C. Messner, H. Kostner, R. A. Hopfel, K. Unterrainer, J. Opt. Soc. Am. B **18**, 1369 (2001)
- [41].K. P. H. Lui, F. A. Hegmann, Appl. Phys. Lett, **78**, 3478 (2001)
- [42] E. Knoesel, M. Bonn, J. Shan, T. F. Heinz, Phys. Rev. B **86**, 340 (2001)
- [43] Segschneider, F. Jacob, T. Loffler, H. G. Roskos, S. Tautz, P. Kiesel, G. Dohler, Phys. Rev. B, **65**, 125205 (2002)
- [44] H. Altan, F. Huang, J. F. Federici, J. Appl. Phys. **96**, 6685 (2004)
- [45] G. A. Khodaparast, D. C. Larrabee, J. Kono, D. S. King, J. Kato, T. Slupinski, A. Oiwa, H. Munekata, G. D. Sanders, C. J. Stanton, J. Appl. Phys. **93**, 8286 (2003)
- [46] M. C. Beard, G. M. Turner, C. A. Schmuttenmaer, Phys. Rev. B **62**, 15764 (2000)
- [47] V. K. Thorsmolle, R. D. Averitt, X. Chi, D. J. Hilton, D. L. Smith, A. P. Ramirez, A. J. Taylor, Appl. Phys. Lett. **84**, 891 (2004)
- [48] K. P. H. Lui, F. A. Hegmann, Appl. Phys. Lett, **78**, 3478 (2001)

-
- [49] . Knoesel, M. Bonn, J. Shan, T. F. Heinz, Phys. Rev. B **86**, 340 (2001)
- [50] G. Segschneider, F. Jacob, T. Loffler, H. G. Roskos, S. Tautz, P. Kiesel, G. Dohler, Phys. Rev. B, **65**, 125205 (2002)
- [51] K. P. H. Lui F. A. Hegmann, J. Appl. Phys. **93**, 9012 (2003)
- [52] O. Ostroverkhova, D. G. Cooke, S. Shcherbyna, R. F. Egerton, F. A. Hegmann, R. R. Tykwinski, J. E. Anthony, Phys. Rev. B, **71**, 035204 (2005)
- [53] R. P. Prasankumar, A. Scopatz, D. J. Hilton, A. J. Taylor, R. D. Averitt, J. M. Zide, A. C. Gossard, Appl. Phys. Lett, **86**, 201107 (2005)
- [54] E. Castro-Camus, L. Fu, J. Lloyd-Hughes, H. H. Tan, C. Jagadish, M. B. Johnston, J. Appl. Phys. **104**, 053113 (2008)
- [55] R. P. S. M. Lobo, J. D. LaVeigne, D. H. Reitze, D. B. Tanner, G. L. Carr, Rev. Sci. Instrum. **73**, 1 (2002)
- [56] J. Kitagawaa, Y. Kadoyaa, M. Tsubotab, F. Iga, T. Takabatake, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **310**, 913 (2007)
- [57] J. Lloyd-Hughes, S. K. E. Merchant, L. Fu, H. H. Tan, C. Jagadish, E. Castro-Camus, M. B. Johnston, Appl. Phys. Lett, **89**, 232102 (2006)
- [58] K. Shimada, Y. Terai, S. Takemoto, K. Hidaka, Y. Fujiwara, M. Suzuki, M. Tonouchi, Appl. Phys. Lett. **92**, 111115 (2008)
- [59] B. N. Flanders, D. C. Arnett, N. F. Scherer, IEEE Journal of Selected Topics of Quantum Electronics, **4**, 353, (1998)
- [60] . Segschneider, F. Jacob, T. Loffler, H. G. Roskos, S. Tautz, P. Kiesel, G. Dohler, Phys. Rev. B, **65**, 125205 (2002)
- [61] K. P. H. Lui, F. A. Hegmann, Appl. Phys. Lett, **78**, 3478 (2001)
- [62] E. Knoesel, M. Bonn, J. Shan, T. F. Heinz, Phys. Rev. B **86**, 340 (2001)
- [63] Qing-li Zhou, Yulei Shi, Bin Jin, Cunlin Zhang, Appl. Phys. Lett, **93**, 102103 (2008)
- [64] E. Castro-Camus, L. Fu, J. Lloyd-Hughes, H. H. Tan, C. Jagadish, M. B. Johnston, J. Appl. Phys. **104**, 053113 (2008)
- [65] E.I. Isaeva, V.I. Baykova, P.A. Korzhavyib, Yu.Kh. Vekilova, B. Johanssonb,

-
- I.A. Abrikosov, O. Eriksson, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **272**, 1961 (2004).
- [66] J. B. Heroux, Y. Ino, M. Kuwata-Gonokami, Y. Hasimoto, S. Katsumoto, Appl Phys. Lett, **88**, 221110 (2006)
- [67] A. Urbanowicz, R. Adomavičius, A. Krokus, Physica B:Condensed Matter, **367**, 152 (2005)
- [68] A. Urbanowicz, R. Adomavičius, A. Krokus, V. L. Malevich, Semicond. Sci. Technol., **20**, 1010 (2005)
- [69] R. Dornhaus, G. Nimtz, B. Schlicht, *Narrow-gap Semiconductors* (Springer, Berlin) (1983)
- [70] Sadao Arachi, Physical properties of III-V Semiconductor compounds.
- [71] B. Gonzalez, V. Palankovski, H. Kosina, A. Hernandez, and S. Selberherr, An Energy Relaxation Time Model for Device Simulation Solid-State Electron., **43**, 1791 (1999)
- [72] C. Fattinger, D. Grischkowsky, Appl. Phys. Lett., **54**, 490 (1989)
- [73] G. Molis, R. Adomavičius, A. Krokus, Physica B, **403**, 3786 (2008)
- [74] M. S. Dresselhaus, Solid State Physics. Optical Properties of Solids.
- [75] V. A. Šalna „Optika“ Vilniaus enciklopedija, 20 (2004)
- [76] N. Ashcroft, N. Mermin. Solid State Physics, NY, (1976)
- [77] K. S. Cole, R. H. Cole, J. Chem. Phys **9**, 341 (1941)
- [78] D. W. Davidson, R. H. Cole, J. Chem. Phys. **19**, 1484 (1951)
- [79] C. Bottcher, P. Bordewijk, Theory of Electric Polarization (Elsevier, NY, (1978)
- [80] N. Ashcroft, N. Mermin. Solid State Physics, NY, (1976)
- [81] G. A. Niklasson, J. Appl. Phys. **62**, R1 (1987)
- [82] R. M. Hill and L. A Dissado, J. Phys. C **18**, 3829 (1985)
- [83] T. I. Jeon, D. Grischkowsky, Phys. Rev. Lett. **78**, 1106 (1997)
- [84] M. C. Beard, M. Gordon, Phys. Rev. B **62** 15765 (2000)
- [85] N. Katzenellenbogen, D. Grischkowsky. Appl. Phys. Lett. **616** 840 (1992)
- [86] N. V. Smith, Phys. Rev. B, **64**, 155106 (2001)
- [87] Oszwaldowski, M., M. Zimpel, J. Phys. Chem. Solids **49**, 10 (1988) 1179-1185

Padėka

Noriu padėkoti savo disertacijos vadovui prof. habil. dr. Arūnui Krotkui už visapusišką pagalbą ruošiant šį darbą. Vertingas diskusijas fizikiniais klausimais.

Dr. Ramūnui Adomavičiui norėčiau padėkoti už idėjas, patarimus bei pastabas, visapusišką pagalbą eksperimento ir teorijos klausimais. Dėkoju už kantrybę bei supratimą.

Dr. Renatai Butkutei norėčiau padėkoti už vertingas konsultacijas ir konstruktyvias pastabas, bei moralinį palaikymą.

Šiltam ir draugiškam optoelektronikos laboratorijos kolektyvui vienaip ar kitaip man padėjusiems rašant šį darbą: Andriui Bičiūnui, Gediminui, Juozui, Andžėjui, Andriui Ruseckui, Vaidui, Andrėjui, Danielei, Antonui.

Ir žinoma, norėčiau padėkoti artimiesiems, ypač vyrui Martynui, už palaikymą ir supratimą.