

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRO
PUSLAIDININKIŲ FIZIKOS INSTITUTAS

Česlav Paškevič

**PUSLAIDININKINIŲ ĮVAIRIATARPIŲ DARINIŲ,
SKIRTŲ MIKROBANGŲ ELEKTRONIKAI,
ELEKTRINIŲ SAVYBIŲ TYRIMAS**

Daktaro disertacija

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

Vilnius, 2012

Disertacija rengta 2006–2011 metais Fizinių ir technologijos mokslų centro Puslaidininkių fizikos institute

Mokslinis vadovas:

prof. habil. dr. Steponas Ašmontas (Fizinių ir technologijos mokslų centro Puslaidininkių fizikos institutas, fiziniai mokslai, fizika – 02 P, puslaidininkių fizika – P 265)

Konsultantai:

prof. dr. Algirdas Sužiedėlis (Fizinių ir technologijos mokslų centro Puslaidininkių fizikos institutas, fiziniai mokslai, fizika – 02 P, puslaidininkių fizika – P 265)

prof. habil. dr. Algis Jurgis Kundrotas (Fizinių ir technologijos mokslų centro Puslaidininkių fizikos institutas, fiziniai mokslai, fizika – 02 P, puslaidininkių fizika – P 265)

Padėka

Dėkoju Fizinių ir technologijos mokslų centro Puslaidininkių fizikos instituto Elektronikos skyriaus Puslaidininkinių darinių laboratorijai už sudarytas sąlygas ir galimybę paruošti disertacinį darbą. Labiausiai esu dėkingas savo moksliniam vadovui prof. habil. dr. Steponui Ašmontui už pagalbą bei idėjas ruošiant šį darbą. Taip pat labai dėkingas prof. dr. Algirdui Sužiedėliui už mokslines konsultacijas bei pagalbą ruošiant disertacinį darbą. Prof. habil. dr. Jurgiui Kundrotui esu dėkingas už įvairaus pobūdžio mokslines (ir ne tik) diskusijas. Akad. prof. habil. dr. Juro Poželos grupei esu dėkingas už mokslines diskusijas bei įvairius samprotavimus ir teorinę rezultatų analizę. Prof. dr. Jonui Gradauskui esu dėkingas už pagalbą redaguojant disertacinio darbo santrauką anglų kalba. Buvusiems ir dabartiniams bendradarbiams dėkoju už šiltą darbinę atmosferą ir nuolatinį palaikymą. Savo šeimos nariams esu dėkingas už supratimą bei visokeriopą paramą.

Žymenys ir santrumpos

QW – kvantinė duobė

MPE – molekulinio pluoštelio epitaksija (angl. MBE)

MOCVD – metalo organinių junginių nusodinimas iš garų fazės

MOS darinys – metalo, oksido ir puslaidininkio sluoksnių sistema

MWD – mikrobangų diodai (angl. *Microwave diode*)

MWDG – mikrobangų diodai su užtūra (angl. *Microwave diode with gate*)

Si – silicis

Be – berilis

Al – aliuminis

As – arsenas

Au – auksas

Ga – galis

Ge – germanis

Ni – nikelis

GaAs – galio arsenidas

InGaAs – indžio galio arsenidas

AlGaAs – aliuminio galio arsenidas

2-DE – dvimačiai elektronai

2-DEG – dvimačių elektronų dujos

\hbar – Planko konstanta

k_B – Bolcmano konstanta

E_g – draustinės energijos tarpas

E – elektrinis laukas

m – masė

m_e – elektrono masė

m_h – skylės masė

μ – judris

μ_R – judris, esant kambario temperatūrai

μ_N – judris, esant skysto azoto temperatūrai

σ – savitasis laidumas

ε – dielektrinė skvarba
 U_d – detektuota įtampa
 $U_{už}$ – užtūros įtampa
 $U_{iš}$ – ištakos įtampa
 U_{san} – santakos įtampa
 ε_F – Fermio energija
 e – elektrono krūvis
 ω – ciklinis dažnis
 v_{sat} – įsisotinimo greitis
 v_{dr} – slinkio greitis
 τ – relaksacijos trukmė
 N – krūvininkų tankis
 N_S – plokštuminis krūvininkų tankis
 N_{s0} – pusiausvyrinis plokštuminis elektronų tankis
 N_D – donorų tankis
 N_A – akceptorų tankis
 k – banginis vektorius
SEM – skenuojantis elektronų mikroskopas

Turinys

Įvadas.....	8
1. Literatūros apžvalga.....	13
1.1. Karštųjų krūvininkų sąlygotos elektrovaros susidarymas ir jos matavimo būdai	13
1.1.1. Kontaktinės elektrovaros matavimo būdas.....	14
1.1.2. Elektrovaros matavimas mikrobangų elektriniuose laukuose	15
1.1.3. Bigradientinė elektrovara	18
1.2. Galvanomagnetiniai reiškiniai	22
1.2.1. Magnetovarža	22
1.2.2. Holo reiškinys.....	23
1.2.3. Neigiamas diferencialinis laidumas ir Gano reiškinys	24
1.3. Įvairiatarpiai puslaidininkiniai dariniai	27
1.3.1. Dvimatės sistemos	28
1.3.2. Įvairiatarpė sandūra	28
1.3.3. Selektyvusis legiravimas	29
1.3.4. δ -legiravimas	31
1.4. Tarpslėninio elektronų permetimo reiškiniai	32
1.4.1. Krūvininkų slinkio greitis.....	34
1.5. Lauko tranzistoriai iš selektyviai legiruotų AlGaAs/GaAs įvairiatarpių darinių	36
1.5.1. Tiesioginis darinys	36
1.5.2. Daugiakanalis darinys	39
1.6. Skyriaus apibendrinimas	40
2. Tyrimų metodika	42
2.1. Krūvininkų kaitinimo elektriniu lauku metodai.....	42
2.1.1. Nuolatinės įtampos impulsų metodas.....	43
2.1.2. Stipraus mikrobangų elektrinio lauko metodas	44
2.2. Krūvininkų slinkio greičio matavimo stipriuose elektriniuose laukuose metodai	45
2.2.1. Voltamperinių charakteristikų matavimas.....	45
2.3. Elektrinio laidumo stipriuose elektriniuose laukuose mikrobangų matavimo metodika.....	46
2.3.1. Mikrobangų elektrinio lauko amplitudė bandinyje ir mikrobangų elektrinio lauko galios sugertis	46
2.4. Įvairiatarpių darinių parametrų stipriuose elektriniuose laukuose matavimo schema.....	47
2.5. Slinkio greičio matavimo metodai	49
2.5.1. Voltamperinių charakteristikų matavimai mikrosekundiniais impulsais ...	50

2.5.2. Voltamperinių charakteristikų automatizuotas matavimo stendas.....	51
2.6. Bandinių gamyba	52
2.7. Skyriaus apibendrinimas	56
3. Mikrobangiai nesimetriniai AlGaAs/GaAs diodai	57
3.1. Bandiniai	57
3.1.1. Selektiviai legiruoto $Al_{0,25}Ga_{0,75}As/GaAs$ darinio sandara	58
3.1.2. Pseudomorfiniai $Al_{0,28}Ga_{0,72}As/In_{0,15}Ga_{0,85}As/GaAs$ dariniai su δ -legiuotu barjeru.....	59
3.1.3. Bandinių paruošimas	59
3.2. Nesimetrinės formos mikrobangų diodų voltvatinio jautrio tyrimas	61
3.3. Skyriaus apibendrinimas	67
4. 2–DE slinkio greitis AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs ir InAlAs/InGaAs/InAlAs darinių kvantinėse duobėse.....	68
4.1. Bandinių, skirtų tirti elektronų slinkio greičiui elektriniuose laukuose, sandara	68
4.2. Elektronų tankio ir judrio pokytis InGaAs kvantinėse duobėse silpnuose elektriniuose laukuose.....	70
4.3. Neigiamas savitasis laidumas ir Gano reiškinys selektiviai legiruotuose dariniuose	74
4.4. Elektronų slinkio greitis kvantinėje duobėje stipriuose elektriniuose laukuose	77
4.4.1. Elektronų slinkio greitis AlGaAs/GaAs darinių stipriuose elektriniuose laukuose.....	77
4.4.2. Elektronų slinkio greitis $Al_{0,36}Ga_{0,64}As/In_{0,15}Ga_{0,85}As/Al_{0,36}Ga_{0,64}As$ kvantinėje duobėje stipriuose elektriniuose laukuose	82
4.5. Elektronų sklaidos sparta poliniais optiniais fononais bei paviršiniais fononais $In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As$ kvantinėje duobėje su InAs fononų sienele	83
4.6. $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ darinio elektronų slinkio greičio sotinimasis stipriuose elektriniuose laukuose	92
4.6.1. Elektronų tarpslėninė sklaida ir sklaida poliniais optiniais fononais GaAs kvantinėje duobėje ir tūrinėje medžiagoje stipriuose elektriniuose laukuose	92
4.6.2. Elektronų slinkio greitis $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ darinio kvantinėje duobėje stipriuose elektriniuose laukuose	95
4.7. Skyriaus apibendrinimas	98
Darbo rezultatai	99
Literatūros šaltiniai	100
Mokslo darbų sąrašas.....	109
Santrauka (anglų kalba)	111

Įvadas

Darbo aktualumas

Kasdieniam gyvenime vis dažniau susiduriame su mobiliaisiais telefonais, kompiuteriais, fotoaparatais, vaizdo kameromis ir kitais prietaisais, kurių gamyba tampa vis labiau automatizuota ir jai keliami vis aukštesni reikalavimai. Šiuolaikinėje mikroelektronikoje daugiausia yra naudojamas silicis, kadangi jo savybės yra geriausiai iširtos ir pati technologija labiausiai ištobulinta [1–5]. Tačiau pastaruoju metu yra naudojamos ir kitos puslaidininkinės medžiagos, kurių savybės leidžia sukurti naujus puslaidininkinius prietaisus, tokius kaip greitaveikius diodus [6], kietojo kūno lazerius [7]. Puslaidininkinių prietaisų parametrus galima keisti, keičiant darinių kvantines savybes [8–10]. Įvairiatarpių darinių pagrindu kuriami lauko tranzistoriai bei mikrobangų spinduliuotės jutikliai. Mikrobangų elektrinio lauko signalo stiprinimui ir apdorojimui yra plačiausiai taikoma GaAs mikroelektronika, panaudojant lauko tranzistorius su Šotkio barjeru arba tranzistorius įvairiatarpių darinių pagrindu.

Yra žinoma, kad GaAs elektronų slinkio greitis elektriniuose laukuose, stipresniuose nei 10 kV/cm, neviršija 10^7 cm/s [11–12]. Todėl aukštojo dažnio lauko tranzistorių veikimo spartos padidinimas dėl elektronų lėkio per tranzistoriaus kanalo aktyviąją sritį laiko mažinimo gali būti pasiektas užtūros ilgio trumpinimu iki mažiau negu 100 nm. Norint technologiškai pagaminti labai mažų matmenų užtūrą, reikia naudoti specialią nanometrinių matmenų litografiją, o tai savo ruožtu brangina mikrobangų lauko tranzistorių gamybą. Tačiau neseniai buvo aptikta, kad AlGaAs/GaAs darinių kvantinėse duobėse elektronų slinkio greitis stipriuose elektriniuose laukuose gali stipriai viršyti elektronų slinkio greitį tūriniam GaAs [13–15]. O tai, savo ruožtu, leidžia pagaminti mikrobangų lauko tranzistorius, kurie veiktų 100 GHz dažnių ruože, panaudojant įprastą litografinį procesą.

Selektyvaus legiravimo $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ kvantiniai nanometriniai dariniai, kuriuose yra didelis elektronų judris ir slinkio greitis InGaAs kvantinėje duobėje, esant stipriems elektriniams laukams, yra pagrindiniai puslaidininkiniai dariniai, kuriant lauko tranzistorius 100 GHz dažnių ruože. Pastaruoju metu šie dariniai taip pat yra nagrinėjami kaip tinkami puslaidininkinių generatorių ir elektromagnetinės spinduliuotės jutiklių kūrimui dažnio ruože iki 1 THz [16–17].

Elektromagnetinės galios jutikliams yra keliami reikalavimai, kad būtų jautrūs elektromagnetiniam spinduliavimui, mažai priklausytų nuo dažnio ir būtų pakankamai patvarūs. Pastaruoju metu yra siūlomi plačiajuosčiai mikrobangų jutikliai, kurių veikimas yra paremtas nevienalyčiu krūvininkų kaitinimu nesimetriškai susiaurintos formos dvimačių elektronų dujų dariniuose [18]. Mikrobangų diodų voltvatinis jautris priklauso nuo elektronų judrio dvimačiame elektronų dujų kanale ir yra visa eile didesnis negu tūriniuose GaAs susiaurintos formos $n-n^+$ sandūrose, esant skystojo azoto temperatūrai. Nesimetrinės formos puslaidininkinių darinių susiaurėjimo mažinimas iki submikrometrinių matmenų padidina mikrobangų jutiklių jautrį iki kelių šimtų voltų į vatą, esant skystojo azoto temperatūrai [19]. Iš tikrųjų nesimetrinės formos selektyviai legiruotų puslaidininkinių darinių mikrobangų jutikliai yra kaip lauko tranzistorių be užtūros atmaina. Disertacijoje pateikiami mikrobangų jutiklių, pagamintų AlGaAs/GaAs bei AlGaAs/InGaAs/GaAs puslaidininkinių darinių pagrindu, elektrinių parametrų tyrimo rezultatai. Taip pat pateikiami puslaidininkinių nanodarinių elektrinių savybių tyrimo rezultatai mikrobangų ruože. Ištirtos nesimetrinės formos dvimačių elektronų dujų diodų su daline užtūra virš dvimačių elektronų dujų kanalo elektrinės savybės. Tokia konstrukcija padidina gaminamų mikrobangų diodų jautrį.

Tyrimo objektas

Darbe tiriama krūvininkų pernašos reiškiniai įvairiatarpių AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs bei InAlAs/InGaAs/InAlAs sandūrų bandiniuose.

Darbo tikslas

Ištirti žemos dimensijos puslaidininkinių įvairiatarpių sandūrų elektrines savybes mikrobangų ruože. Pasiūlyti būdus padidinti mikrobangų jutiklių jautrį bei lauko tranzistorių spartą, panaudojant žemos dimensijos puslaidininkinių įvairiatarpių sandūrų elektrinių savybių ypatumus.

Pagrindiniai darbo uždaviniai

- Ištirti mikrobangų elektrinio lauko sąveiką su puslaidininkiniais AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/GaAs nanodariniams
- Išmatuoti puslaidininkinių AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs, InAlAs/InGaAs/InAlAs nanodarinių voltamperines charakteristikas, esant stipriems elektriniams laukams
- Nustatyti puslaidininkinių AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs, InAlAs/InGaAs/InAlAs nanodarinių krūvininkų slinkio greičio ir judrio priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio
- Ištirti krūvininkų slinkio greičio padidinimo galimybes (bei sąlygas) puslaidininkinėse AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs, InAlAs/InGaAs/InAlAs kvantinėse duobėse, esant stipriems elektriniams laukams

Tyrimo metodai

Žemos dimensijos įvairiatarpių puslaidininkinių darinių elektrinių savybių tyrimams buvo naudojamos kelios metodikos: krūvininkų kaitinimas stipriu mikrobangų elektriniu lauku bei kaitinimas stipriais nuolatinės įtampos elektriniais impulsais.

Mokslinis naujumas

Darbe eksperimentiškai nustatyta, kad elektronų slinkio greitis InAlAs/InGaAs/InAlAs dariniuose gali siekti $5 \cdot 10^7$ cm/s eilės dydžio; įvairiatarpių darinių GaAs kvantinėse duobėse krūvininkų slinkio greitis gali siekti $1,6 \cdot 10^7$ cm/s vertes.

Darbe parodyta, kad įterpiant fononų sieneles (barjerus) į įvairiatarpių sandūrų kvantines duobes, elektronų sklaida gali būti ribojama. Toks būdas leidžia pasiekti didesnę elektronų slinkio greitį.

Praktinė mokslinio darbo vertė

Mokslinio darbo rezultatai gali būti panaudoti kuriant mikrobangės spinduliuotės jautrius jutiklius bei didinat greitaveikių dvimačių lauko tranzistorių veikimo spartą. Nustatyta, kad nesimetriškai susiaurintos formos mikrobangų diodai, pagaminti iš AlGaAs/GaAs ir AlGaAs/InGaAs/GaAs darinių, turi didesnę jautrį nei diodai, pagaminti iš tūrinio GaAs.

Ginamieji teiginiai

- Nesimetriškai susiaurintos formos selektyviai legiruotuose AlGaAs/GaAs mikrobangų dioduose užtūros pobūdžio metalizacija virš aktyviojo sluoksnio padidina mikrobangų diodų jautrį trimis eilėmis.
- AlGaAs/GaAs/AlGaAs nanodarinių kvantinėje duobėje, esant δ -legiravimui, elektronų slinkio greičio sotinimosi reikšmė yra 1,6 karto didesnė negu tūriniam GaAs, dėl sumažėjusios sklaidos optiniais ir tarpslėniniais fononais.
- Plonų InAs sluoksnių (fononų sienelių) įterpimas į AlGaAs/GaAs/AlGaAs ir InAlAs/InGaAs/InAlAs nanodarinių kvantines duobes, mažina elektronų sklaidą optiniais fononais ir didina elektronų slinkio greičio soties reikšmę, atitinkamai, iki $2,1 \cdot 10^7$ cm/s ir $5 \cdot 10^7$ cm/s verčių.

Mokslinio darbo rezultatų aprobavimas

Pagrindiniai darbo rezultatai buvo publikuoti 5 straipsniuose (*Acta Physica Polonica A*, *Lithuanian Journal of Physics*, *Semiconductors – Физика и Техника Полупроводников*) bei paskelbti 6 konferencijose, 5 iš jų buvo tarptautinės. Chronologiškas konferencijų pristatymas: *An International Joint Conference of 4th ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and*

Applications (Suomija, Espoo – 2006), *XXXV International School on the Physics of Semiconducting Compounds* (Lenkija, Jašoviec – 2006), *Tenth Annual Directed Energy Symposium* (JAV, Alabama, Huntsville – 2007), *38-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija* (Lietuva, Vilnius – 2009), *30th International Conference on the Physics of Semiconductors* (Korėja, Seulas, COEX – 2010), *14th International Symposium on Ultrafast Phenomena in Semiconductors* (Lietuva, Vilnius – 2010 – 2 pranešimai).

Disertacijos struktūra

Disertacija susideda iš įvado, literatūros apžvalgos, eksperimento metodikos ir bandinių aprašymo, darbo rezultatų aptarimo, pagrindinių darbo išvadų, cituojamos literatūros sąrašo bei disertacijos autoriaus publikacijų ir pranešimų sąrašo. Darbe yra 7 lentelės, 60 paveikslų ir grafikų. Iš viso darbo apimtis – 112 puslapiai.

1. Literatūros apžvalga

Šiuolaikinės mikro- ir nanoelektronikos vystymasis didele dalimi lemiamas fundamentinių tyrimų puslaidininkų fizikoje. Didelė šių tyrimų dalis susieta su puslaidininkų savybių tyrimais stipriuose elektriniuose laukuose, kai vidutinė krūvininkų energija viršija pusiausvyros energiją, kurią lemia kristalo gardelė. Yra daugybė darbų, skirtų karštųjų elektronų vienalyčiuose elektriniuose laukuose problematikai. Iš kitos pusės, nevienalytis krūvininkų kaitinimas elektriniuose laukuose yra sutinkamas gerokai dažniau negu vienalytis. Šiame skyriuje apžvelgsime krūvininkų kaitinimą stipriuose elektriniuose laukuose vienalyčiuose bei nevienalyčiuose puslaidininkų dariniuose.

1.1. Karštųjų krūvininkų sąlygotos elektrovaros susidarymas ir jos matavimo būdai

Nevienalyčiame puslaidininkyje sukūrus stiprų elektrinį lauką dėl elektronų energijos gradiento atsiranda elektrovara, kuri yra vadinama karštųjų elektronų sąlygota elektrovara [20]. Nesant išorės poveikiams nevienalytiškumo vietose difuzinės srovės yra atsveriamos slinkio srovėmis ir tarp skirtingo krūvininkų tankio sričių atsiranda potencialinis barjeras. Krūvininkų kaitinimas išoriniu elektriniu lauku lemia difuzijos ir slinkio srovės dedamųjų pokyčius, o tai, esant uždarai grandinei, lemia karštųjų elektronų sąlygotos elektrinės srovės atsiradimą. Kaitinant krūvininkus tarp skirtingo elektronų tankio sričių atsiranda elektrovara [ten pat].

Jei elektriniu lauku puslaidininkio vienoje dalyje pakaitintume elektronų dujas, o kitoje paliktume šaltas, tai elektronai iš „karštųjų“ sričių difunduos į „šaltąsias“. Nuostoviuoju atveju, esant atvirai grandinei, srovės tankis visuose puslaidininkio taškuose yra lygus nuliui, t. y. difuzinį elektronų srautą atsvers slinkio srautas. Iš to seka, kad tarp „šaltosios“ ir „karštosios“ puslaidininkio sričių atsiranda potencialų skirtumas, kuris dar vadinamas karštųjų elektronų

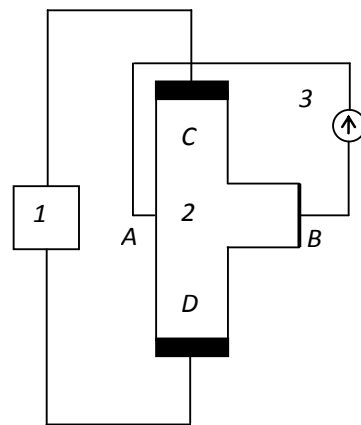
tūrine šilumine elektrovara [21]. Kontaktinės ir tūrinės šiluminių elektrovarų suma sudaro karštųjų elektronų matuojamą elektrovarą.

1.1.1. Kontaktinės elektrovaros matavimo būdas

Pirmąjį kartą karštųjų elektronų sąlygota elektrovara buvo nagrinėta darbe [22], kuriame elektrovaros matavimui buvo naudojami T pavidalo bandiniai (1.1 pav.). Iš generatoriaus *I* per bandinį *2* leidžiama srovė, o atsirandančią karštųjų elektronų šiluminę elektrovarą tarp *A* ir *B* taškų fiksavo voltmetras *3*. Pažymėsime, kad kontaktas *B* buvo ominis, o kontaktas *A* buvo lyginantis. Šiuo atveju matuojama elektrovara yra skersinė karštųjų elektronų sąlygota elektrovara. Nuo to laiko T pavidalo bandinio metodika buvo tobulinama ir plačiai naudojama įvairiuose darbuose [23] tiriant karštųjų elektronų sąlygotą elektrovarą. Atkreipsime dėmesį, kad [24 ir 25] darbuose elektroninio tipo germanio bandiniai buvo ne tik T pavidalo, bet ir turėjo masyvius blokus prie srovės elektrodų (*C* ir *D*), kad būtų išvengta nepagrindinių krūvininkų injekcijos. O tai savo ruožtu leidžia atlikti karštųjų elektronų sąlygotos elektrovaros matavimus plačiame elektrinių laukų stiprio intervale.

Nežiūrint išorinio paprastumo, karštųjų elektronų sąlygotos elektrovaros matavimai T pavidalo bandinyje yra susiję su dideliu eksperimento interpretacijos sudėtingumu. Pirmiausia reikėtų atkreipti dėmesį į tai, kad matavimo grandinė yra galvaniskai susijusi su kaitinimo grandine. Kadangi karštųjų elektronų šiluminė elektrovara yra 3–4 eilė

mažesnė negu krūvininkų kaitinimo įtampa, todėl atsiranda esminis sunkumas, kuris kyla dėl zondo *A* ekvipotencinės padėties *B* zondo atžvilgiu radimo. Antra, dėl zondo baigtinių matmenų yra įtampos kritimo užtrumpinimas po zonu, kas sukelia esminius elektrinio lauko stiprio pasiskirstymo netikslumus

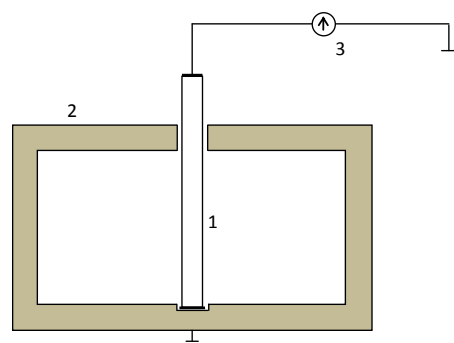


1.1 pav. Karštųjų elektronų sąlygotos elektrovaros matavimo schema T pavidalo bandinyje: 1 – srovės generatorius, 2 – bandinys, 3 – voltmetras.

kontakto A srityje ir tuo pačiu mažėja karštųjų elektronų šiluminės elektrovaros priklausomybės nuo elektrinio lauko matavimo tikslumas. Taip pat kartu su reikiamu signalu gali atsirasti ir šalutinė elektrovara, kuri susidaro dėl srovės suspaudimo. Pašalinių elektrovarų dydžio įtaka matuojamam karštųjų elektronų šiluminės elektrovaros dydžiui buvo nagrinėjama V. Dienio ir J. Poželos monografijoje [26]. Paprastai eksperimentuose pavyksta pasiekti tokias sąlygas, kad pašalinių elektrovarų dydis yra mažesnis negu matuojama karštųjų krūvininkų elektrovara.

1.1.2. Elektrovaros matavimas mikrobangų elektriniuose laukuose

Laikui bėgant buvo sugalvotas naujas eksperimentinis karštųjų elektronų sąlygotos elektrovaros matavimo būdas [27], kuriame krūvininkų kaitinimui pasiūlyta naudoti mikrobangų elektrinį lauką. Šios matavimo metodikos esmė yra tai, kad puslaidininkinio bandinio vienas kontaktas yra dedamas į bangolaidį, o kitas – į silpno elektrinio lauko sritį arba už bangolaidžio ribų (1.2 pav.). Sklindant elektromagnetinei bangai, bandinio dalyje, esančioje bangolaidyje, susidaro stiprus elektrinis laukas ir tarp bandinio dalių (esančių stipraus ir silpno elektrinio lauko sričių) susidaro elektrovara. Elektrinis laukas atsiranda dėl mikrobangų galios impulsų sklidimo bangolaidyje. Šios metodikos neginčijamas privalumas, palyginti su T pavidalo bandinių metodika, yra tai, kad galima galvaniškai atskirti karštųjų elektronų elektrovaros matavimo grandinę nuo krūvininkų kaitinimo grandinės. Šis metodas leidžia labai tiksliai atlikti karštųjų elektronų elektrovaros matavimus. Tačiau mikrobangų elektrinio lauko matavimo metodika turi ir trūkumų. Pagrindinis būtų toks, kad matuojamas dydis yra karštųjų elektronų elektrovara



1.2 pav. Karštųjų elektronų sąlygotos elektrovaros matavimo schema mikrobangų elektrinio lauko metodu: 1 – bandinys, 2 – bangolaidis, 3 – voltmetras. Adaptuota iš [27].

suvidurkinta per mikrobangų elektrinio lauko periodą. Tai kartais apsunkina eksperimentinių rezultatų interpretavimą, o tuo pačiu teorijos ir eksperimento palyginimą.

Reikėtų turėti omenyje, kad matuojant išilginę karštųjų elektronų sąlygotą elektrovarą, remiantis anksčiau aptarta schema, reikėtų įvertinti ir pašalinę elektrovarą. Pastaroji atsiranda kontakte dėl mikrobangų srovių lyginimo bei harmoelektrovaros. Tai būdinga bandiniams, kurių voltamperinė charakteristika nėra tiesinė, esant bangolaidiniame trakte aukštesnėms harmonikoms [28]. Kadangi lyginamo kontakte signalo ženklas sutampa su karštųjų elektronų elektrovaros poliškumu, todėl eksperimentiškai šių reiškinių atskirti nepavyksta. Rezultate galima įskaityti mikrobangų elektrinio lauko srovių lyginimo kontakte indėlį į matuojamą signalą. Tai iškelia atitinkamus reikalavimus matuojamų kontaktų kokybei bei puslaidininkinių medžiagų parametrams. Šie reikalavimai yra nagrinėjami kiekvienu atskiru atveju [29]. Harmoelektrovaros poliškumas bandinyje nustatomas remiantis išorinių laukų konfiguracija [30]. Bangolaidžio dalies su bandiniu pasukimas 180° kampu apie lygiagrečią bangos sklidimo vektoriui ašį keičia harmoelektrovaros ženklą. Šis veiksmas leidžia nustatyti harmoelektrovaros indėlį į matuojamą signalą, kadangi bangolaidžio pasukimas 180° kampu nekeičia karštųjų elektronų šiluminės elektrovaros ženklo ir dydžio.

Eksperimentiškai harmoelektrovarą galima sumažinti, silpninant aukštesnių harmonikų galią, naudojant bangolaidinius filtrus. Dar yra žinoma, kad harmoelektrovaros dydis ir ženklas priklauso nuo elektrinio lauko harmonikų komponentų pradinių fazių santykio. Bangolaidiniame trakte dėl elektromagnetinių bangų dispersijos, keičiant bandinio padėtį išilgai bangolaidžio, harmoelektrovara periodiškai keičia savo ženklą ir dydį [31]. Todėl nesant aukštesniųjų harmonikų filtrams, harmoelektrovaros įtakos matuojamiems signalams galima išvengti parenkant tokį bangolaidinių linijų ilgį, kad harmoelektrovara būtų lygi nuliui.

Reikėtų atkreipti dėmesį į tai, kad matuojant karštųjų elektronų šiluminę elektrovarą nevienalyčiame bandinyje gali atsirasti ir įprasta Zėbeko

elektrovara [22], sąlygota kristalinės gardelės nevienalyčiu kaitimu. Norint eliminuoti pastarąją, stiprus elektrinis laukas bandinyje dažniausiai kuriamas mažo pasikartojimo dažnio, mažos trukmės impulsais. Tai daroma tam, kad bandinio temperatūros pokytis δT_L per vieno impulso veikimo laiką būtų labai mažas, palyginti su elektronų dujų energijos $\Delta \xi$ ir aplinkos temperatūros T pokyčiu [ten pat]:

$$\delta T_L \ll \frac{\Delta \xi}{k_B}, \quad T. \quad (1.1)$$

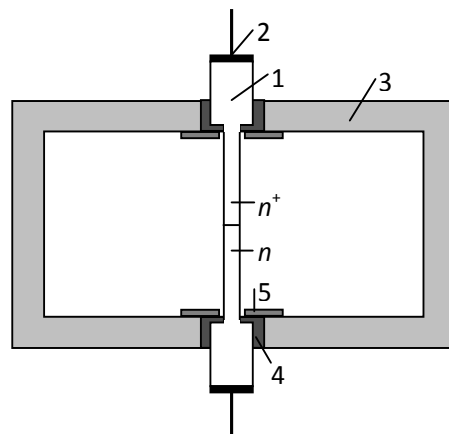
Impulsų pasikartojimo dažnis parenkamas toks, kad vidutinis bandinio kaitimas $\overline{\Delta T_L}$ būtų nežymus:

$$\overline{\Delta T_L} \ll T. \quad (1.2)$$

Kaitinant krūvininkus stipriu elektriniu lauku manoma, kad anksčiau užrašytos sąlygos yra išpildomos, o tai reiškia, kad kristalinės gardelės temperatūra yra lygi aplinkos temperatūrai.

Matuojant išilginę karštųjų krūvininkų sąlygotą elektrovarą, kai mikrobangų elektrinis laukas buvo orientuotas išilgai tankio gradiento, bandiniai buvo dedami į bangolaidį tarp plačių sienelių, per skylę tose sienelėse. Tarpas tarp bandinio ir bangolaidžio sienelių buvo užpildomas dielektriku (1.3 pav.). Norint sumažinti mikrobangų galios spinduliavimą per tarpus plačiosiose sienelėse, tarpai buvo uždengiami metaline folija [26].

Krūvininkai buvo kaitinami stačiakampiais mikrobangų lauko impulsais ($f \approx 9,4$ GHz). Impulsų pasikartojimo dažnis buvo 40 GHz, trukmė – 0,25–5 μ s. Karštųjų krūvininkų sąlygota elektrovara buvo panaudota mikrobangų elektriniams laukams detektuoti [ten pat]. Principinė mikrobangų elektrinio lauko jutiklio konstrukcija yra pateikta 1.4 pav.

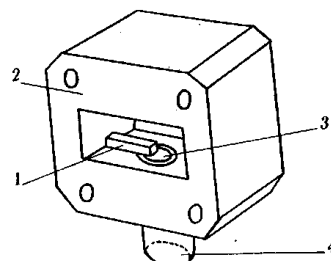


1.3 pav. Karštųjų elektronų sąlygotos išilginės elektrovaros matavimas bandinyje su tolygiu n - n^+ perėjimu: 1 – bandinys, 2 – ominiai kontaktai, 3 – bangolaidžio dalis, 4 – dielektrikas, 5 – metalinė folija [26].

Toks bandinio dėjimas, palyginti su 1.2 pav. parodytu dėjimu, yra geresnis, jei norime pagerinti šilumos nuvedimą, o pati konstrukcija tampa mechaniškai patvaresne. Tokio tipo jutikliai buvo tiriami [32 ir 33] darbuose. Bandinio geometrija yra parenkama tokia, kad jame

atsirandantis elektrinis laukas atitiktų bangolaidyje sklindantį mikrobangų elektrinį lauką. Karštųjų krūvininkų sąlygota elektrovara atsiranda dėl to, kad vienas kontaktas yra stipraus elektrinio lauko srityje, o kitas – silpno. Nagrinėjami bandiniai buvo pagaminti iš elektroninio germanio arba elektroninio silicio [27]. Remiantis karštųjų krūvininkų sąlygotos elektrovaros teorija, jutiklio jautrį lemia kontaktinis potencialų skirtumas φ_0 [26],

kuris didžiausias, o tuo pačiu ir didžiausias jutiklio jautris būna p - n sandūros atveju. Tačiau, esant mikrobangų elektrinio lauko stipriui ~ 1 kV/cm ir didesniai, signalo forma labai išsikreipdavo ir net kito ženklas, o tai riboja detektoriaus naudojimą plačiame galios intervale. Norint išvengti tokio reiškinio ir mikrobangų elektrinio lauko srovės lyginimo efektų, plačiame didelės mikrobangų elektrinio lauko galios dažnių diapazone jutikliai buvo daromi su neužtvartiniu n^+ - n tipo kontaktu. Tokie mikrobangų elektrinio lauko jutikliai buvo pavadinti digajutikliais [ten pat].

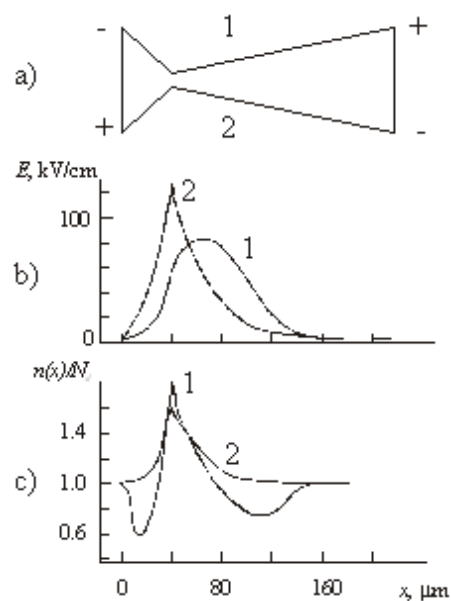


1.4 pav. Mikrobangų elektrinio lauko jutiklis, kur yra taikomas karštųjų krūvininkų sąlygotos elektrovaros atsiradimo reiškinys; 1 – bandinys, 2 – bangolaidžio atkarpa, 3 – srovės kontakto poveržlė, 4 – koaksialinio kabelio išėjimas [26].

1.1.3. Bigradientinė elektrovara

Bigradientinė elektrovara susidaro dėl skirtingo elektrinio lauko gradiento nesimetriškai susiaurintame vienalyčiame puslaidininkiniame darinyje. Jeigu iš vienalyčio puslaidininkio padarome nesimetriškai susiaurintos formos bandinį, tai jis veikia kaip puslaidininkinis diodas. Jame, veikiant išoriniam elektriniam laukui, atsiranda elektrovara, kuri autorių [34] buvo pavadinta karštųjų krūvininkų bigradientine elektrovara. Nevienalytis

elektrinis laukas puslaidininkiniame diode susidaro, kai siauriausia bandinio dalimi teka elektros srovė. Šioje dalyje elektros srovės tankis bei elektrinio lauko stipris yra didžiausi. Pačio bandinio forma bei elektrinio lauko stiprio ir elektronų tankio pasiskirstymai pavaizduoti 1.5 pav. Paveikslo a) dalyje matome pačio bandinio formą bei pažymėtas pridėdamos įtampos poliškumas, b) dalyje yra pateiktas elektrinio lauko pasiskirstymas bandinyje, o c) dalyje matome krūvininkų tankio pasiskirstymą. Iš pateiktų grafikų matyti, kad maksimalus

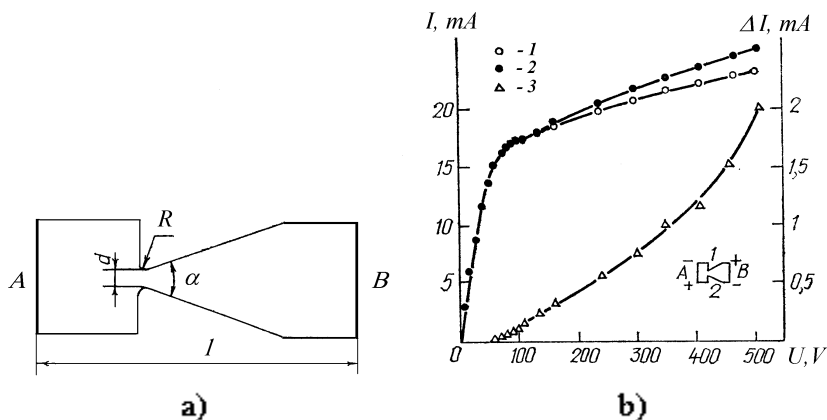


1.5 pav. Nesimetriškai susiaurintos formos (a) puslaidininkinis darinys, elektrinio lauko stiprio (b) ir elektronų tankio (c) pasiskirstymas bandinyje; numeriai rodo įtampos poliškumą. Adaptuota iš [21]

elektrinio lauko stipris tiesioginės krypties srovei „2“ yra didesnis nei atbulinės krypties srovei „1“.

Ryšium su tuo, kad susiaurinta dalis yra nesimetrinė, tai elektrinio lauko pasiskirstymas į abi puses bus skirtingas, o tai reiškia kad ir krūvininkų kaitimas bus nevienalytis. Dėl šito nevienalytiškumo krūvininkų srautai nuo siauriausios darinio dalies bus skirtingi. Tai nulems bandinio voltamperinės charakteristikos nesimetrinį vaizdą. O ant pačio bandinio, padėto mikrobangų lauke, galų atsiras elektrovaros signalas, kuris priklausys nuo elektrinio lauko vertės bandinyje.

1.6 pav. yra pateiktos voltamperinės charakteristikos, kurios buvo išmatuotos susiaurintame *n*-Ge bandinyje. Matome, kad esant mažoms įtampoms (šiuo atveju iki 100 V), per bandinį tekančios srovės dydis nepriklauso nuo pridėtos įtampos poliškumo, o esant didelėms įtampoms (nagrinėjamu atveju nuo 100 V iki 500 V), voltamperinė charakteristika tampa nesimetrinės formos.



1.6 pav. Bandinio forma a): A ir B – ominiai kontaktai. *n*-Ge voltamperinė charakteristika, esant $T = 300\text{ K}$; b): 1 – atgalinis poslinkis; 2 – tiesioginis poslinkis; 3 – srovių skirtumas pakeitus įtampos poliškumą. Adaptuota iš [21]

Germanio ir silicio bigradientiniai diodai taikomi mikrobangų spinduliuotės galios matavimams. Kaip parodyta darbe [35], diodo voltvatinis jautris priklauso nuo puslaidininkinių darinių susiaurintos dalies matmenų. Norint padidinti jutiklio jautrį (detektuotos įtampos ir spinduliuotės galios santykį), reikia mažinti diodo siauriausios dalies plotį, tačiau dėl to didėja jo varža. Esant didelei bandinio varžai, didėja jutiklio inertiškumas, o tai neleidžia matuoti trumpų impulsų. Todėl buvo pasirinktas vienas šios problemos sprendimo būdų – panaudoti puslaidininkines medžiagas su dideliu krūvininkų judriu. Tai pat jutiklio varžos sumažinimui buvo pasiūlyta susiaurintą puslaidininkinio darinio dalį papildomai legiruoti. Tokiu būdu buvo sukurtas ir ištirtas nesimetriškai susiaurintos formos puslaidininkinis darinys su $n-n^+$ -GaAs sandūra [36]. Kadangi diodą sudaro $n-n^+$ sandūra, tai greta bigradientinės elektrovaros susidaro ir karštųjų krūvininkų šiluminė elektrovara, todėl aptariamojo diodo jautris didėja.

Elektronų tankio pasiskirstymas išilgai bandinio yra pavaizduotas 1.7 pav.

Procesus, vykstančius šiame prietaise, galime aprašyti fenomenologinėmis srovės tankio, elektronų energijos balanso, šilumos srauto tankio bei Puasono lygtimis [19]:

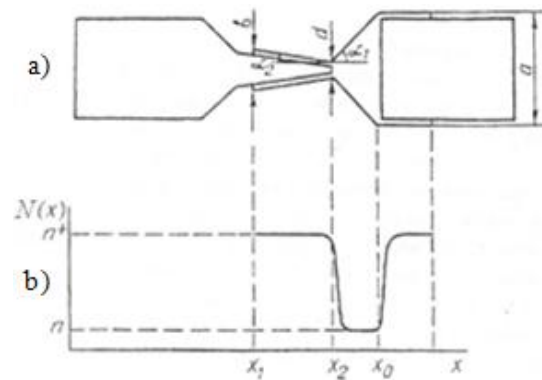
$$j_x = eN_x \mu_x \xi \left[E_x + \alpha \frac{d\xi}{dx} \right] + eD_x \xi \frac{dN}{dx}; \quad (1.3)$$

$$j_x E_x = N \frac{\xi - \xi_0}{\tau_\xi} + \frac{1}{S_x} \frac{d}{dx} [Q_x S_x]; \quad (1.4)$$

$$Q_x = \Pi j_x - \kappa \frac{d\xi}{dx}; \quad (1.5)$$

$$\frac{1}{S_x} \frac{d}{dx} [E_x S_x] = -\frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} [N_x - N_D x]. \quad (1.6)$$

Šiose lygtyse: e – elektrono krūvis, N_x – elektronų tankis, ξ – elektrono vidutinė energija, μ_ξ – elektronų judris, D_ξ – difuzijos koeficientas, α – tūrinis šiluminės elektrovaros koeficientas, κ – šiluminio laidumo koeficientas, ε – puslaidininkio dielektrinė skvarba, ε_0 – dielektrinė konstanta, E_x – elektrinio lauko stipris, Q_x – šiluminio srauto tankis, N_D – donorų tankis, S_x – puslaidininkinio darinio skerspjūvis, τ_ξ – fenomenologinė elektronų energijos relaksacijos trukmė, Πj_x – elektros srovės pernešamas energijos srautas.



1.7 pav. Nesimetriškai susiaurintos formos $n-n^+$ – GaAs darinio diodas (a); elektronų pasiskirstymas išilgai bandinio (b). Nesimetriškai susiaurintos formos $n-n^+$ – GaAs diodo parametrai: plotis $a = 100 \mu\text{m}$, n ir n^+ plėtėjimo srities kampas $\alpha_1 = 45^\circ$, $\alpha_2 = 8^\circ$ Adaptuota iš [19].

(1.3)–(1.6) lygtys išsprendžiamos, įskaitant tokias kraštines sąlygas:

$$N_{x_0} = N = N_D, \quad N_{x_1} = N^+ = N_D^+ \quad \text{ir} \quad \xi_{x_0} = \xi_{x_1} = \xi_0, \quad (1.7)$$

kai $\xi - \xi_0 \ll \xi_0$, gaunamas diodo voltvatinis jautris S :

$$S = \frac{U}{P} = \frac{2\rho^n \mu_0 \text{tag} \alpha_1}{3hd^2 \ln 1 + a/d} N^+, \quad (1.8)$$

čia U – jutiklio detektuota įtampa, P – diodo sugeriamas mikrobangų spinduliuotės galia, ρ^n – medžiagos savitoji varža, μ_0 – krūvininkų judris, α_1 – n srities plėtėjimo kampas, h – diodo meza – darinio storis, d – diodo

siauriausios dalies plotis, a – diodo plotis ir N' – koeficientas, nusakantis voltvatinio jautrio priklausomybę nuo dažnio, kuris yra apibrėžiamas taip:

$$N' = \frac{1 + \omega \tau_M^n}{\omega \tau_M^n} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \tau_\xi \cdot \left[1 + \frac{s^2}{1 + \omega \tau_\xi^2} \right] \cdot \ln \left[1 + \omega \tau_M^n \right] + \tau_M^n \left[\frac{3}{2} - \frac{s \cdot 1 - s \cdot \omega \tau_\xi^2}{1 + \omega \tau_\xi^2} \right] \times \\ \times \left[\frac{1}{\omega \tau_M^n} \cdot \arctan \omega \tau_M^n - \frac{1}{1 + \omega \tau_M^n} \right] \end{array} \right\} + \frac{s \cdot 1 - s \cdot \tau_\xi}{1 + \omega \tau_\xi^2}, \quad (1.8a)$$

čia ω – elektrinio mikrobangų lauko kampinis dažnis.

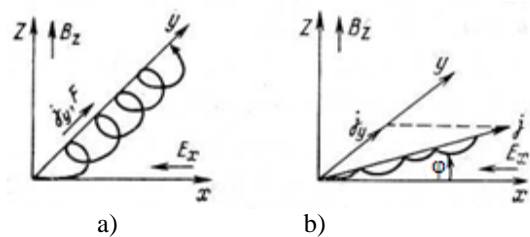
Buvo sukurti planarieji simetrinės ir nesimetrinės formos GaAs diodai, kurių nesimetrinės formos $n-n^+$ sandūros mikrobangų diodo voltvatinis jautris buvo $S = 0,2$ V/W ir jis buvo apie 5 kartus didesnis negu simetrinės formos mikrobangų diodų $S = 0,04$ V/W [8M].

1.2. Galvanomagnetiniai reiškiniai

1.2.1. Magnetovarža

Yra žinoma, kad magnetinis laukas turi įtakos elektriniam laidumui. Krūvininkas medžiagoje juda tiesiai ir tarp dviejų susidūrimų jis praeina kelią, lygų laisvojo lėkio atstumui l , jei nėra veikiamas magnetinio lauko. Tačiau jei medžiaga bus magnetiniame lauke, tai krūvininko judėjimo trajektorija l' turės cikloidės pavidalą (žr. 1.8 pav.) [37]. Todėl galima sakyti, kad krūvininkas per laisvojo lėkio trukmę išilgai elektrinio lauko E nueis mažesnę kelią negu l' [38]:

$$l \approx l' \cdot \cos \varphi \approx l' \cdot \left(1 - \frac{\varphi^2}{2} \right) \approx l' \cdot \left(1 - \frac{\mu^2 \cdot B^2}{2} \right) \quad (1.9)$$



1.8 pav. Krūvininkų judėjimo trajektorija statmenuose elektriniuose ir magnetiniuose laukuose yra cikloide, kai nėra susidūrimų arba kai magnetinis laukas stiprus $\mu B \gg 1$ a) ir cikloidės dalys, esant susidūrimams silpnuose magnetiniuose laukuose $\mu B \ll 1$ b) [37].

čia μ – santykinė aplinkos magnetinė skvarba, φ – kampas.

Kadangi per laiką t krūvininkas išilgai elektrinio lauko E nueis mažesnią kelią, tai galime teigti, kad mažėja slinkio greitis arba judris, o kartu ir laidumas, t. y. varža turėtų didėti; todėl galima užrašyti [37], kad

$$\frac{l_0 - l}{l_0} = \frac{\mu^2 B^2}{2}, \quad (1.10)$$

arba

$$\frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\mu^2 B^2}{2}. \quad (1.11)$$

čia indeksas 0 rodo, kad $B = 0$. Jei yra atsižvelgiama į statistinį laisvojo lėkio trukmių (kelių) išbarstymą, tai gaunama tokia išraiška [39]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\mu^2 B^2}{2}. \quad (1.12)$$

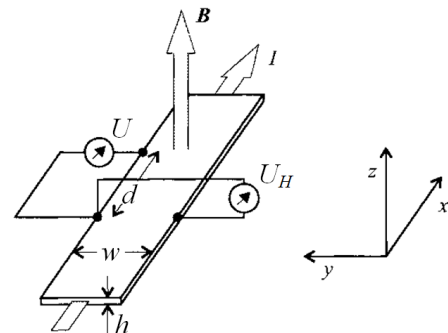
Tokiu būdu prieiname išvados, kad varža magnetiniame lauke auga ir pats reiškinys yra vadinamas magnetovarža. Magnetovaržos reiškiniumi galime pasinaudoti, norint rasti krūvininkų judrį, jei yra žinomas magnetinio lauko stipris.

1.2.2. Holo reiškinys

Kai turime plokštelės pavidalo puslaidinikinį bandinį, kuris yra įjungtas į elektrinę grandinę pastovios srovės režime (1.9 pav.) [39]. Du kontaktai išilgai bandinio yra skirti išilginės įtampos U , kuri nusistovi per bandinį tekant pastoviajai srovei I , matavimui. Įprastinė (išilginė) bandinio varža lygi

$$R = \frac{U}{I}. \quad (1.13)$$

Kai statmenai bandinio paviršiui yra sukuriamas išorinis magnetinis laukas, bandinyje, statmenai tekančiai srovei, atsiranda Holo įtampa U_H . Šios įtampos atsiradimas yra vadinamas Holo reiškiniumi.



1.9 pav. Holo reiškinio matavimo schema. Adaptuota iš [39]

Holo įtampos ir bandiniu tekančios srovės santykis yra vadinamas Holo varža:

$$R_H = \frac{U_H}{I}. \quad (1.14)$$

Žinome, kad Holo įtampa yra proporcinga magnetiniam laukui, kai magnetinis laukas nėra per daug stiprus. Pastarąjį ryšį galime užrašyti tokia formule [40]:

$$\frac{U_H}{w} = R_H j B, \quad (1.15)$$

čia w – bandinio plokštelės plotis, j – bandiniu tekančios srovės tankis:

$$j = eN_s v_{dr}. \quad (1.16)$$

Iš (1.15) ir (1.16) išraiškų galime nustatyti slinkio greitį

$$v_{dr} = \frac{U_H}{R_H e N_s B w}. \quad (1.17)$$

Taip pat žinant, kad savitasis laidumas yra išreiškiamas formule $\sigma = eN_s \mu = R_H \mu$, galime apskaičiuoti elektronų judrį – $\mu = R_H \sigma$.

Taigi, žinant magnetinio lauko stiprį bei išmatavus Holo varžą, galime nustatyti krūvininkų judrį, plokštuminį elektronų tankį bei slinkio greitį bandinyje.

Pasinaudojant ankščiau aprašytais galvanomagnetiniais reiškiniais galime nustatyti ieškomą krūvininkų judrį bei tankį bandinyje [41]. Žinant pastaruosius bei apskaičiavus elektrinio lauko stiprį, galime nustatyti ir krūvininkų slinkio greitį.

1.2.3. Neigiamas diferencialinis laidumas ir Gano reiškinys

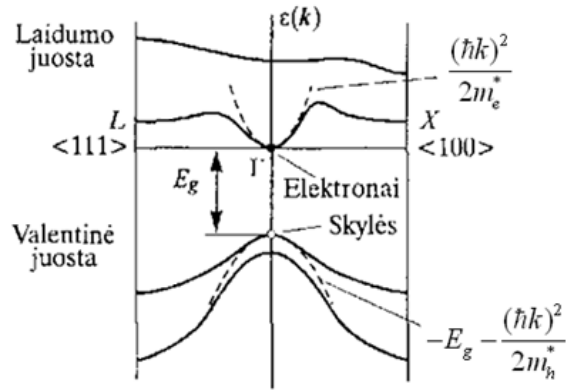
Įvairių puslaidininkinių medžiagų juostinė sandara yra labai skirtinga. GaAs juostinė sandara yra pateikta 1.10 pav., kuriame yra pateikta energijos priklausomybė nuo banginio vektoriaus Brijueno zonoje dviem kristalografinėm kryptim. Iš paveikslo galime matyti, kad juostinė sandara yra gana paini. Iš eksperimentų žinoma, kad kristalo elektrinės savybės lemia tik laidumo ir valentinė juostos, kuriose atitinkamai yra elektronų ir skylių. Reikėtų dar atkreipti dėmesį, kad mažo sužadavimo atveju tos dalelės kaupiasi tik ekstremaliuose juostų taškuose, t. y. elektronai – laidumo juostų minimume,

o skylės – valentinės juostos maksimume, kurie GaAs atveju yra centriniame Brijueno erdvės, kurią dar vadinsime \mathbf{k} erdve, taške Γ . Šitų ekstremalių taškų, kurie vadinami juostų slėniais, aplinkoje abi laidumo ir valentinė juostos gali būti aproksimuojamos tokiais paraboliniiais paviršiais [42]:

$$\varepsilon_e(\mathbf{k}) = \frac{(\hbar\mathbf{k})^2}{2m_e^*}, \quad (1.18)$$

$$\varepsilon_h(\mathbf{k}) = -E_g - \frac{(\hbar\mathbf{k})^2}{2m_h^*}. \quad (1.19)$$

Galima teigti, kad pagrindinė juostinės schemos dalis yra apibūdinama trimis parametrais: draustinės energijos tarpu E_g ir atitinkamai



1.10 pav. GaAs juostinė sandara [42]

efektinėmis elektronų ir skylių masėmis m_e^* ir m_h^* . Taip pat reikėtų atkreipti dėmesį, kad laidumo juosta, be centrinio Γ slėnio, dar turi du kitus ekstremumus Brijueno zonos kraštuose, kurie vadinami L ir X slėniais. Minėti slėniai yra labai svarbūs karštųjų, t. y. labai sužadintų, elektronų atveju.

Dėl šviesos poveikio GaAs dariniams yra galimi vertikalūs elektronų šuoliai iš valentinės juostos maksimumo į laidumo juostos minimumą.

Dauguma puslaidininkių laidumo juostų \mathbf{k} erdvėje turi daugiau negu vieną minimumą, todėl yra sakoma, kad laidumo juosta yra daugiaslėnė. Jeigu elektrono energija pakankamai didelė, tai sklaidos metu būsenos \mathbf{k} elektronas gali virsti būsenos \mathbf{k}' elektronu, t. y. elektronas gali pereiti iš vieno energijos minimumo į kitą (iš Γ į X). Puslaidininkiui, esant pastoviam elektriniam laukui, dėl $dJ/dE < 0$ savybės, gali būti sukelti labai aukšto dažnio (apie 10 GHz) srovės virpesiai. Toks reiškinys pirmą kartą buvo pastebėtas 1963 m. Gano GaAs puslaidininkyje [43]. Buvo teigiama, kad neigiamas diferencialinis laidumas atsiranda vienalyčiame bandinyje dėl GaAs juostinės sandūros ypatumų [41]. Ir šis reiškinys aiškinamas tuo, kad pridodant elektrinį lauką, elektronai pereina į aukštesnį energetinį slėnį, kuriame padidėja jų efektinė masė. Silpnų elektrinių

laukų atveju visi elektronai yra žemiausiame Γ slėnyje ir jų sąlygotas laidumas yra nusakomas išraiška

$$\sigma = \frac{N_{\Gamma} e^2 \tau}{m_{\Gamma}^*}, \quad (1.20)$$

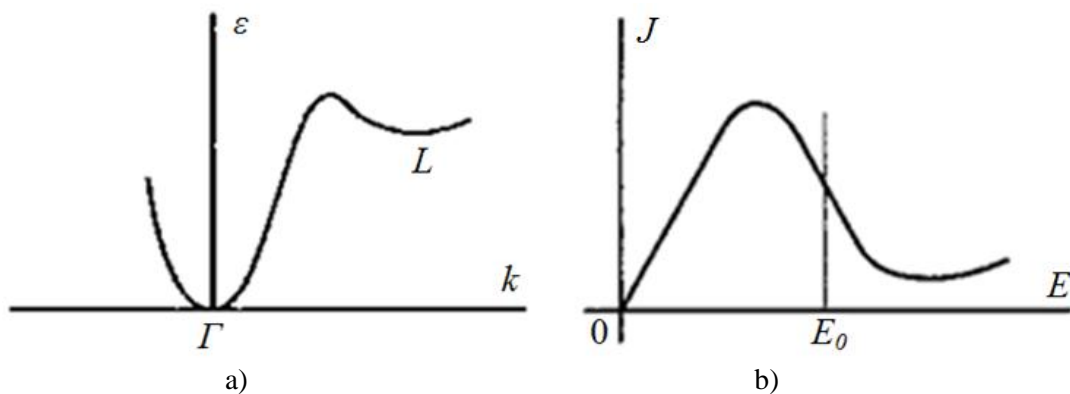
čia N_{Γ} ir m_{Γ}^* yra elektronų tankis ir efektinė masė Γ slėnyje. Nagrinėdami GaAs juostinę sandarą turime kreipti dėmesį ne tik į Γ slėnį, bet ir į L slėnį (1.11 a) pav.). Yra laikoma, kad laidumo juosta turi energijos minimumą, kuris yra aukščiau absoliutaus minimumo bei turi didesnę efektinę masę negu žemesniame minimume. Iš 1.11 a) pav. galime matyti, kad L slėnis yra lėkštesnis už Γ slėnį, o iš to galime spręsti, kad L slėnyje elektronai turi didesnę masę (L slėnio elektronai yra sunkesni). Elektronai, sąveikaujant su fononais, gali būti permesti į aukštesnius slėnius. Stiprėjant elektriniam laukui, elektronai kaista, jų energija didėja, ir dalis šių elektronų iš Γ slėnio peršoka į L slėnį. Todėl šiuo atveju laidumą reikėtų skaičiuoti pagal išraišką:

$$\sigma = e^2 \tau \left\{ \frac{N_{\Gamma}}{m_{\Gamma}^*} + \frac{N_L}{m_L^*} \right\}, \quad (1.21)$$

iš kurios matyti, kad esant

$$m_{\Gamma}^* < m_L^* \text{ ir } N_{\Gamma} + N_L = \text{const.} \quad (1.22)$$

ir elektronams kaistant (didėjant jų tankiui L slėnyje N_L) atstojamasis laidumas σ mažėja. Dėl to, kad būsenų tankis viršutiniame slėnyje yra didesnis negu būsenų tankis apatiniame Γ slėnyje, elektronai kaupsis viršutiniame slėnyje. Tačiau viršutinio slėnio elektronų laidumas yra gerokai mažesnis negu



1.11 pav. a) GaAs laidumo juosta $\langle 111 \rangle$ ašies kryptimi ir b) N pavidalo voltamperinė charakteristika. Adaptuota iš [42]

elektronų laidumas apatiniame slėnyje, todėl elektronų slinkio greitis mažėja ir bendra srovė mažėja [42].

Kuo didesnis elektrinio lauko stipris, tuo labiau vyksta elektronų permetimas į viršutinius slėnius, tačiau kuo daugiau yra permetama į viršutinius slėnius, tuo labiau didėja puslaidininkio varža. Kai GaAs laidumo sumažėjimas yra toks didelis, kad pradeda mažėti net pati srovė ir atsiranda voltamperinės charakteristikos krintanti dalis, kaip parodyta 1.11 b) pav., kai $\sigma_d = dJ/dE < 0$. Tokias neigiamo diferencialinio laidumo charakteristikas galima gauti, turint pakankamai trumpą bandinį. Ilgesniuose bandiniuose N pavidalo voltamperinės charakteristikos atveju atsiranda srovės nestabilumai, kurie išsivysto į elektrinio lauko domenų, bėgančius išorinio elektrinio lauko kryptimi. Šis reiškinys yra vadinamas Gano reiškiniu [ten pat].

1.3. Įvairiatarpiai puslaidininkiniai dariniai

Skirtingų puslaidininkinių sluoksnių dariniuose dėl skirtingo išlaisvinimo darbo atskiruose sluoksniuose vyksta krūvių persiskirstymas, kuris keičia potencialinį darinių reljefą ir dvimačiai elektronai (2-DE) ar skylės (2-DH) lokalizuojasi sluoksnių sandūrų aplinkoje. 2-DE tankis yra paslankiai valdomas išoriniu elektriniu lauku, kuris yra pridedamas statmenai sluoksniams. Tai daro tokius darinius labai tinkamais („lanksčiais“) fizikiniais objektais bei labai svarbiais šiuolaikinės mikroelektronikos elementais. Šiuolaikinėje puslaidininkinių prietaisų fizikoje ir inžinerijoje įvairiatarpės sandūros vaidina vis svarbesnį vaidmenį, kurį būtų galima lyginti su *p-n* sandūros vaidmeniu prieš keturiasdešimt–penkiasdešimt metų. Pirmąjį prietaisą, paremtą įvairiatarpe sandūra, pasiūlė Šoklis [44]. Teoriškai šią problemą nagrinėjo Gubanovas [45]. Vėliau įvairiatarpių sandūrų fizika buvo nagrinėjama daugelio mokslininkų darbuose [46], pristatoma daugelyje tarptautinių mokslinių konferencijų bei aprašoma monografijose [47 ir 48]. Svarbiausia puslaidininkinė įvairiatarpė sandūra yra sudaryta iš GaAs ir AlGaAs labai plonų sluoksnių.

1.3.1. Dvimatės sistemos

Pastaruosius 20–30 metų mokslininkai aktyviai tyrinėja dvimačių elektronų sluoksnius. Tai galime aiškinti tuo, kad skersinius 2–DE kanalo matmenis galima dabar padaryti labai mažus – 1 nm eilės. Šiuo atveju reikėtų naudotis kvantinės mechanikos aprašymo schema, t. y., kad skersinį elektrono judėjimą turėtume išsivaizduoti kaip jo kvantmechaninį judėjimą potencialo duobėje.

Žinodami, kad elektrono judėjimas potencialo duobėje yra kvantuotas, tai atstumą tarp diskrečių energijos lygmenų galime apytiksliai įvertinti pasinaudoję žinoma kvantinėje mechanikoje gilios stačiakampės duobės dimensinio kvantavimo energijos išraiška [39]:

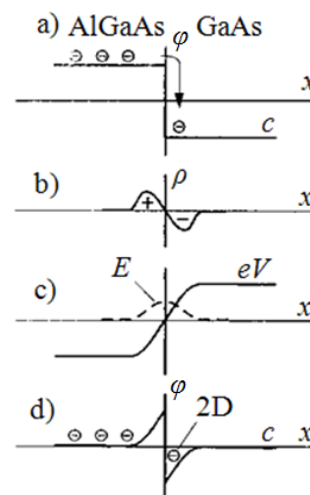
$$\varepsilon_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* l^2} n^2, \quad (1.23)$$

čia l yra skersiniai 2–DE sluoksnio matmenys, n – elektronų energetiniai lygmenys. Jei (1.23) išraiškoje išskirsime $\frac{\hbar^2}{2m^* l^2}$ dydį [41] ir įstatę charakteringas reikšmes ($l \approx 50 \text{ \AA}$, $m^* = 0,1 m_0$) gausime, kad gardelės svyravimai (fononai) nesugeba permesti elektrono iš pagrindinio kvantinio potencialo duobės lygmens į aukštesnius lygmenis, jei temperatūra yra žemesnė už kambario temperatūrą. Todėl galima teigti, kad šiuo atveju elektronai yra tarsi išaldyti apatiniame duobės lygmenyje. Reikėtų atkreipti dėmesį į tai, kad elektronas būdamas žemiausiame duobės lygmenyje gali judėti tik 2–DE sluoksnio plokštumoje. Taigi buvo sukurti labai įdomūs objektai – dvimatės sistemos. Fizikiniu požiūriu, dar tobulesnes dvimates sistemas pavyko mokslininkams sukurti panaudojus įvairiatarpes sandūras, iš kurių populiariausia yra AlGaAs/GaAs sandūra.

1.3.2. Įvairiatarpė sandūra

Pagrindinę įvairiatarpės sandūros idėją galime pamatyti 1.12 pav. Žinoma, kad skirtingų medžiagų draustinės energijos tarpai E_g yra skirtingi, tai tokios sandūros juostinėje struktūroje atsiranda laiptukai. Toks laidumo juostos dugno laiptukas yra pateiktas 1.12a) pav. dalyje. Jeigu AlGaAs medžiaga yra

legiruojama donorais, tai jos laidumo juostoje yra elektronų. Arti sandūros esančių elektronų dalis peršoka į gretimą žemesnės energijos GaAs sluoksnį, ką rodo strėlytė (1.12 a) pav.). Dėl šios priežasties sandūros aplinkoje persiskirsto elektrinis krūvis bei atsiranda teigiamai ir neigiamai įkrautos sritys, ką ir galime matyti 1.12b) pav. dalyje. Tai, savo ruožtu, lemia elektrinio lauko E ir elektronų potencinės energijos eV atsiradimą, ką ir rodo 1.12c) pav. dalis. Toliau pridėdami 1.12c) pav. dalyje parodytą potencialą prie 1.12a) pav. dalies juostinės schemos, gauname galutinį įvairiatarpės sandūros juostų vaizdą, kuris yra parodytas 1.12d) pav. dalyje. Čia dešinėje sandūros pusėje matome kvantinę duobę, kuri užsipildo iš AlGaAs peršokusiais elektronais. Tai ir yra dvimatė sistema – įvairiatarpė sandūra [42].



1.12 pav. Įvairiatarpė sandūra. Adaptuota iš [42].

Palyginus lauko tranzistoriaus elektrines savybes su įvairiatarpės sandūros elektrinėmis savybėmis, galima teigti, kad pastaroji turi vieną trūkumą – šiame darinyje negalima keisti dvimačių elektronų tankio, tačiau įvairiatarpėje sandūroje yra daug mažesnė elektronų sklaida, kas ir lemia, kad įvairiatarpė sandūra yra nepakeičiamas kvantinių reiškinių dvimatėje sistemoje tyrimų instrumentas.

1.3.3. Selektyvusis legiravimas

AlGaAs/GaAs kvantinių duobių tolygaus legiravimo pirmieji bandymai legiruojuojant įvairiatarpius darinius (1.13 b) pav.) pildė duobes elektronais, tačiau mažos elektronų judrio vertės, sąlygotos elektronų sklaidos jonizuotais donorais, riboja tokių darinių praktinio taikymo galimybes.

Bet jau 1978 m. buvo pasiektas persilaužimas, kai Dinglas, Štiormeris, Gosardas ir Viegmanas pasiūlė ir realizavo selektyvaus legiravimo idėją [49]. Ši idėja buvo labai paprasta – reikia legiruoti tik barjerinius AlGaAs sluoksnius (1.13 c) pav.). Taip legiruojuojant gaunamas kiek mažesnis elektronų tankis nei

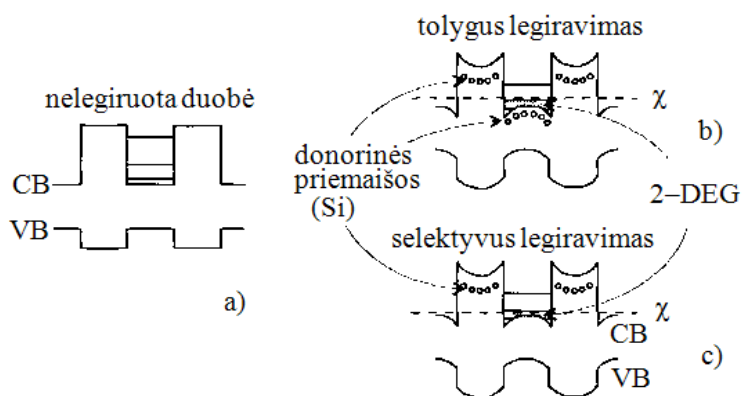
tolygaus legiravimo atveju, tačiau selektyvus legiravimas atskiria krūvininkus nuo juos sklaidančių donorinių priemaišų erdvėje bei tuo pačiu labai didina elektronų judrį.

Legiruotų puslaidininkių įvairiatarpiuose

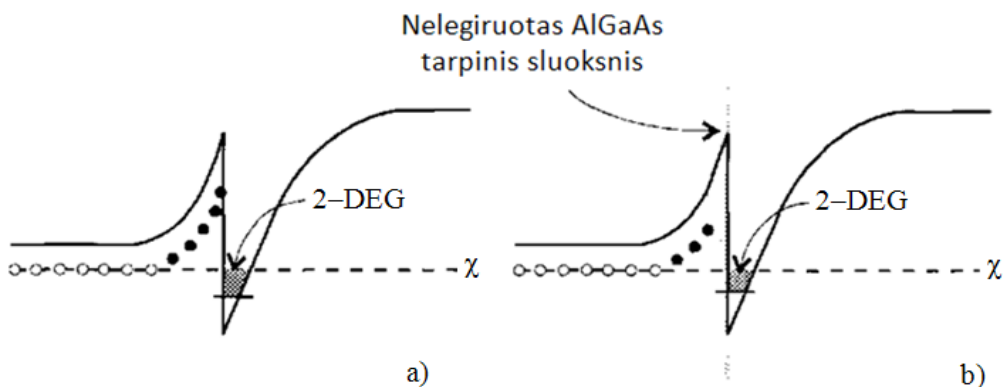
dariniuose krūvių persiskirstymas

keičia jų potencialo reljefą – duobės ir barjerai keičia savo potencialo profilį (1.13 b) ir c) pav.). Legiruotų puslaidininkių įvairiatarpiuose dariniuose elektronai yra spaudžiami prie sandūrų. Greitai buvo suprasta, kad 2–DEG galima suformuoti ir dviejų puslaidininkių įvairiatarpiame darinyje – įvairiatarpėje sandūroje [50]. Šį atvejį iliustruoja 1.14 pav., kuriame yra pateikta selektyviai legiruotos AlGaAs sandūros schema.

Dėl selektyvaus legiravimo galima padidinti dvimačių elektronų judrius keliomis eilėmis. 1978 m. pirmaisiais eksperimentais pasiektos $\mu = 1,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ žematemperatūrinio 2–DE judrio vertės AlGaAs/GaAs įvairiatarpėje sandūroje [39]. O jau po kelerių metų buvo pasiekta $\mu \approx 10^6 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ judrio vertė. 1989 m. buvo gauta rekordinė elektronų judrio

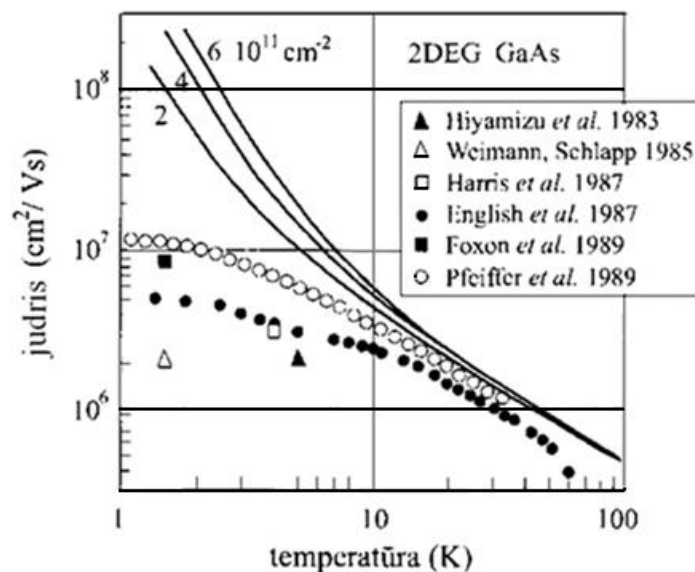


1.13 pav. a) nelegiruota kvantinė duobė, b) tolygus legiravimas ir c) selektyvus legiravimas [39]. Naudoti žymėjimai: VB – valentinė juosta, CB – laidumo juosta.



1.14 Pav. Selektviai legiruotos įvairiatarpės sandūros potencialo reljefas [39].

vertė $\mu \approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ [51]. Ši vertė buvo trimis eilėmis didesnė už aukščiausią 2–DE judrio vertę Si-MOS dariniuose ($\sim 4 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$). Toks šuolis buvo pasiektas, kai tarp GaAs ir legiruoto AlGaAs sluoksnių buvo įterptas vadinamasis *speiseris* [39], t. y. siauras ($\sim 100 \text{ \AA}$) nelegiruotas



1.15 pav. Dvimačių elektronų judris AlGaAs/GaAs įvairiatarpėse sandūrose (kreivių numeriai atitinka 2–DE tankius 10^{11} cm^2 vienetais). Adaptuota iš [39 ir 52].

AlGaAs tarpinis sluoksnis, kuris yra skirtas atskirti elektronus nuo jonizuotų donorų (1.14 b) pav.). 1.15 pav. galime matyti kokios pasaulyje yra pasiekiamos krūvininkų judrio vertės.

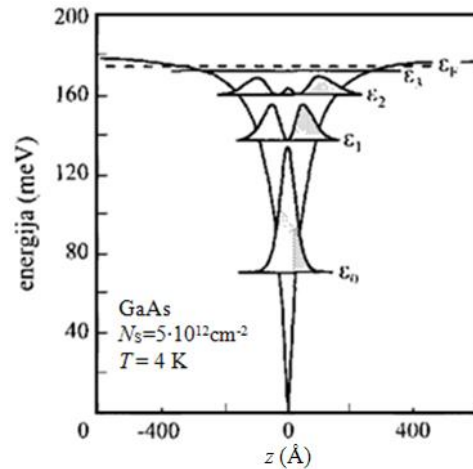
1.3.4. δ -legiravimas

Vadinamasis δ -legiravimas buvo sukurtas praeito šimtmečio devintajame dešimtmetyje Šuberto ir Plugo [53], kai buvo ieškomi efektyvūs puslaidininkinių įvairiatarpių sandūrų legiravimo būdai. Iš esmės δ -legiravimas yra donorinių arba akceptorinių priemaišų įterpimas į vienintelę atominę puslaidininkio plokštumą jo epitaksinio MPE ar MOCVD auginimo metu [39]. δ -legiravimo metu epitaksinis puslaidininkio auginimas yra laikinai pristabdomas. Turime tokią situaciją, kai iš tikrųjų yra legiruojamas neaugančio puslaidininkio atominis sluoksnis. δ -legiravimas yra svarbus ne tik kaip efektyvus technologinis metodas, kadangi 2–DE fizikai jis yra svarbus tuo, jog kuria specifines V-profilio potencines duobes [ten pat].

Sekliųjų donorų arba akceptorijų (mūsų atveju galio arsenidas yra legiruojamas silicio atomais) plokštuma, kuri yra įterpta į puslaidininkį, kuria erdvinį krūvį, o erdvinio krūvio tankis kuria elektrostatinį potencialą.

Skaičiuojant elektronų energijos padėtis V-profilio potencialo duobėje, turėtume atsižvelgti į elektronų indėlį į elektrostatinį potencialą. O tai jau reikalauja suderintino Puasono ir Šriodengerio lygčių sprendimo. Tokie skaičiavimo rezultatai [54] yra pateikti 1.16 pav.

Dideli dvimačių elektronų tankiai ir daugelio lygmenų užpildymas yra skiriamieji δ -legiruočių duobių bruožai, jei lyginsime su Si MOS dariniais ar AlGaAs/GaAs sandūromis. Potencinės V-profilio duobės gali būti realizuojamos n ir p tipo laidumo δ -legiruočių duobių sekoje, kurioje donorinių ir akceptorinių legiruojančių priemaišų tankiai yra vienodi.



1.16 pav. δ -legiravimo duobės potencialo profilis ir energijos spektras gautas suderintinių skaičiavimų metodu. Adaptuota iš [39].

1.4. Tarpslėninio elektronų permetimo reiškiniai

Jei efektyvi elektronų temperatūra laidumo juostos minimume stipriai didėja, tai kai kurie elektronai bus permetami į aukštesnį minimumą. Jeigu laikome, kad galima įvesti efektinę elektronų temperatūrą T_{eff} , tai permetimo proceso pradžia bus galima laikyti, kai kT_{eff} vertės sulyginamos su $\Delta E_1 - \Delta E$, čia ΔE_1 draustinės juostos plotis kito minimumo srityje. Puslaidininkų, kurių dydis $\Delta E_1 - \Delta E$ yra mažas, toks permetimas vyksta santykinai silpnuose elektriniuose laukuose, pavyzdžiui, GaAs kitas minimumas yra 0,35 eV aukščiau pagrindinio minimumo, esančio ties $k = 0$. Toks reiškinys yra žinomas kaip tarpslėninis elektronų permetimas [55]. Pastarasis reiškinys turi didelę įtaką judrio priklausomybei nuo elektrinio lauko. GaAs vyrauja sklaida poliniais optiniais svyravimais (poliniais optiniais fononais), esant auštomis temperatūroms, ypač esant efektinėms elektroninėms temperatūroms, sąlygotoms stipriais elektriniais laukais [ten pat]. Taigi, šios temperatūros gali siekti kelių tūkstančių Kelvinų eilės, esant elektriniam laukui 10^6 V/m ir

10 000 K – 10^7 V/m. Akivaizdu, kad esant tokiems elektriniams laukams kT_{eff} vertės panašios ar didesnės negu $\Delta E_1 - \Delta E$ ir todėl dauguma elektronų bus permetama į aukštesnį minimumą. Dėl to, kad aukštesniame juostos minimume efektinė masė yra gerokai didesnė ir judris gerokai mažesnis negu žemesniame minimume, tai voltamperinė charakteristika kinta. Kai daug elektronų yra permetama į viršutinį minimumą, tai greitai krenta srovė didinant elektrinį lauką. Jei srovės tankį išreikšime kaip $j = N e v_{dr}$, tai gausime v_{dr} priklausomybę nuo elektrinio lauko E , kuri yra panaši į pateiktą 1.17 paveiksle [56]. Matome, kad v_{dr} , tuo pačiu ir j , didinant elektrinio lauko stiprį, pereina per maksimumą, staigiai krenta ir vėl lėtai auga. Krentanti kreivės dalis atitinka neigiamą varžą, kuri yra reikšminga gaminant kietojo kūno generatorius.

Jei N_1 yra elektronų tankis ir μ_1 – elektronų judris centriniame minimume, N_2 ir μ_2 – tos pačios charakteristikos aukštesniame minimume, tai srovės tankį galime užrašyti tokiu pavidalu

$$j = e N_1 \mu_1 + N_2 \mu_2 E = N e v_{dr}, \quad (1.24)$$

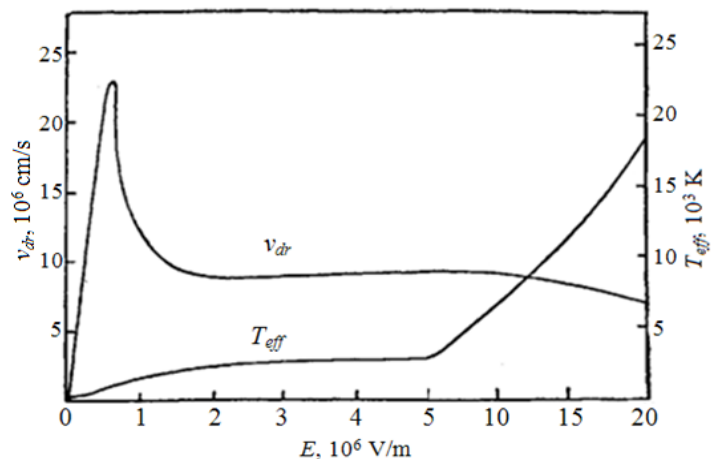
čia $N = N_1 + N_2$, tai

$$\frac{v_{dr}}{E} = \frac{N_1 \mu_1 + N_2 \mu_2}{N_1 + N_2}. \quad (1.25)$$

Kai N_2 mažas dydis, tai $v_{dr} = E \mu_1$, o kai N_1 mažas dydis, tai $v_{dr} = E \mu_2$.

Jeigu μ_1 yra žymiai didesnis negu μ_2 , tai norint gauti maksimumą, kuris yra pateiktas 1.17 pav., reikia staigaus N_1 mažėjimo didinant elektrinį lauką E .

Pasirodo, kad stacionari būseną, kuriai esant išsilaiko neigiama varža visoje erdvėje tarp



1.17 pav. Elektronų slinkio greičio v_{dr} ir efektinės temperatūros T_{eff} priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio E GaAs laidumo juostos minimume. Adaptuota iš [55].

elektrodų, yra nestabili; pirmasis tai pastebėjo Ridlis [57]. Šiuos nestabilumus tyrė Ganas [58] ir nustatė, kad jei elektrinio lauko stipris, pridėtas prie trumpo GaAs bandinio, yra gan didelis, kad būtų gauta neigiamo polinkio sritis voltamperinėje charakteristikoje, tai bandinyje nusistovi elektriniai svyravimai, kurių dažnis proporcingas bandinio ilgiui. Šiuo Gano reiškiniu yra paremtas mikrobangų generatorių darbas.

Būsenoje, kai yra palaikoma generacija, didesniu ar mažesniu pastoviu greičiu tarp elektrodų juda kai kurios sritys, kurios yra charakterizuojamos stipriu elektriniu lauku jose. Šios stipraus elektrinio lauko sritys, kur dauguma elektronų yra mažo judrio juostos minimume, yra vadinamos domenais. Šios sritys pradeda judėti nuo katodo ir slenka greičiu, lygiu elektronų greičiui v_{dr} už domeno ribų. Kai vienas domenas pasiekia anodą, tai kitas atsiranda prie katodo ir procesas kartojasi. Esant slinkio greičiui $1 \cdot 10^7$ cm/s, generavimo dažniui 10 GHz (tai atitiktų 3 cm bangos ilgį), bandinio ilgis turėtų būti apie 10 μ m.

1.4.1. Krūvininkų slinkio greitis

Krūvininkų slinkio greitis yra svarbiausiais veiksnys, kuris lemia tranzistorių veikimo spartą. Krūvininkų slinkio greičio išraiška yra tokia:

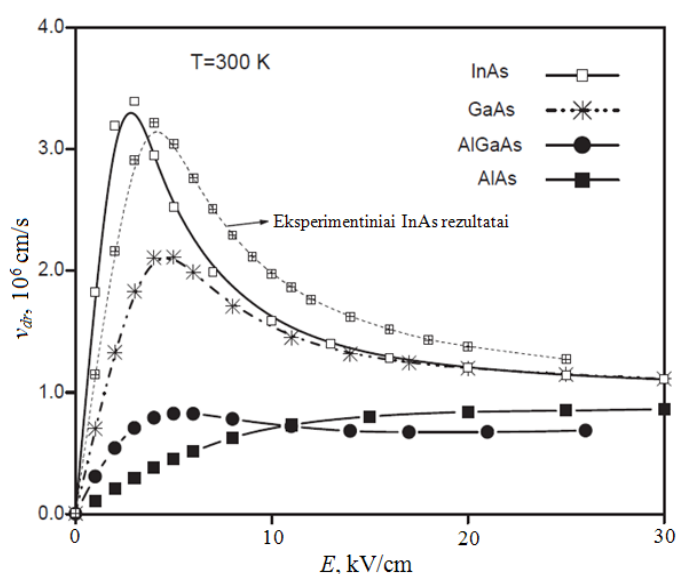
$$v_{dr} = \frac{q\tau_r E}{m^*} \equiv \mu E, \quad (1.26)$$

čia $\mu = \frac{q\tau_r}{m^*}$ – judris ir τ_r – impulso relaksacijos laikas, q – krūvininkų krūvis, m^* – efektinė krūvininkų masė. Judrio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio yra lemiama τ_r per vidutinę energiją nuo lauko. Dydį $\tau_r(E)$ galima rasti iš eksperimentinių puslaidininkio voltamperinių charakteristikų, iš kurių dažniausiai yra nustatoma $v_{dr}(E)$ priklausomybė.

GaAs slinkio greitis didėja iki tam tikrų maksimalių verčių, o vėliau sotinasi arba gali net mažėti. Slinkio greičio priklausomybė nuo elektrinio lauko yra apsprendžiama puslaidininkio laidumo juostos struktūros bei sklaidos mechanizmais. GaAs atveju, esant kambario temperatūrai, $v_{dr}(E)$

priklausomybė iki 3 kV/cm elektrinių laukų yra tiesinė. Tai yra siejama su tuo, kad GaAs yra pjezoelektrinis kristalas ir akustiniai fononai jame yra lydimi deformacinio bei pjezoelektrinio potencialo atsiradimu. Sklaida pjezoelektriniu potencialu mažėja didėjant elektrono energijai [59]. Didėjant elektrono energijai pasireiškia tarpslėniniai permetimai. Pastarieji vyksta, kai elektronas yra permetamas iš apatinio Γ slėnio į viršutinius L ir X slėnius, kai Γ slėnyje esančio elektrono energijos vertė yra artima aukštesnių slėnių elektronų energijos vertei. Taip pat efektinė krūvininkų masė priklauso nuo Γ slėnio neparaboliškumo. Elektronų energijų skirtumas tarp Γ ir L slėnių yra

$\xi_{\Gamma L} \approx 0,3$ eV, o tarp Γ ir X slėnių yra $\xi_{\Gamma L} \approx 0,4$ eV. Γ slėnyje efektinė elektronų masė yra mažesnė, o judris didesnis negu L ir X slėniuose. Tarpslėniniai permetimai vyksta dalyvaujant optiniams ir akustiniams fononams su dideliais banginiais skaičiais, kurie atitinka banginių skaičių skirtumą



1.18 pav. Puslaidininkinių darinių slinkio greičio priklausomybės nuo elektrinio lauko. Adaptuota iš [60]

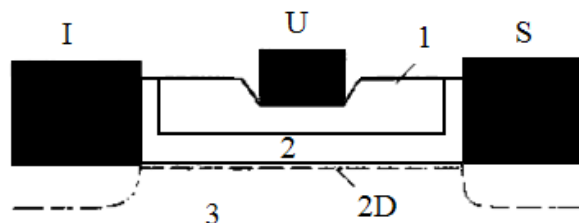
tarp pagrindinio Γ ir šalutinių L ir X slėnių. Galima teigti, kad tarpslėninis permetimas iš Γ slėnio į viršutinius L ir X slėnius ir atgal sukelia Γ slėnio elektronų slinkio greičio sotinimąsi. Dėl to, kad elektronų judris ir slinkio greitis aukštesniuose slėniuose yra mažesni negu Γ slėnyje, tai vidutinis elektronų slinkio greitis mažėja [ten pat]. Todėl turime tokį atvejį, kai didėjantis elektrinis laukas ne didina, o mažina elektronų slinkio greitį. 1.18 pav. yra pateikti teorinių skaičiavimų duomenys, kurie gerai atitinka eksperimentinius rezultatus, tik InAs rezultatai truputį nesutampa [60]. Matavimai ir modeliavimas buvo atlikti, esant kambario temperatūrai.

1.5. Lauko tranzistoriai iš selektyviai legiruotų AlGaAs/GaAs įvairiatarpių darinių

1.5.1. Tiesioginis darinys

Dėl įvairiatarpės sandūros 1980 metais buvo pasiektas krūvininkų erdvinis atskyrimas nuo legiruojančių priemaišų ir beveik tuo pačiu metu buvo pagaminti labai gerų parametrų mikrobangų elektrinio lauko tranzistoriai. Tai buvo padaryta penkiose įvairių firmų laboratorijose, kur kiekvienam tranzistoriui buvo suteiktas skirtingas pavadinimas [61]. Japonų mokslininkai (*Fujitsu* įmonė) pavadino juos didelio elektronų judrio tranzistoriais (angl. HEMT – *high electron mobility transistor*). JAV Iliojaus valstijos universitete jį pavadino selektyvaus legiravimo lauko tranzistoriumi (angl. MODFET – *modulation doped FET*) [62]. Prancūzijoje *Thomson* įmonėje jį pavadino lauko tranzistoriumi su dvimatėmis elektronų dujomis (angl. TEGFET – *two-dimension-electron gas FET*). JAV *Bell* laboratorijoje jį pavadino atrankiniu būdu legiruotu įvairiatarpių sandūrų tranzistoriumi (angl. SDHT – *selectively doped heterojunction transistor*) [63]. Bei tais pačiais metais toks tranzistorius buvo pasiūlytas ir rusų mokslininkų [64].

1.19 pav. yra parodytas tipinis įvairiatarpių sandūrų lauko tranzistorius, o 1.20 pav. yra parodyta zoninė sandara užtūros srityje. Toks įvairiatarpių sandūrų lauko tranzistoriaus darinys tapo plačiausiai naudojamas ir buvo



1.19 pav. Įvairiatarpių sandūrų lauko tranzistorius struktūra: 1 – n -AlGaAs, 2 – nelegiruotas AlGaAs sluoksnis, 3 – GaAs, 2D – dvimačių elektronų dujų sluoksnis. Adaptuota iš [61].

pavadintas tiesioginiu arba normaliu. Tranzistoriaus darinys yra gaminamas ant pusiau izoliuojančio padėklo, ant kurio yra uždėtas švarus GaAs sluoksnis, kuriame liekamųjų priemaišų tankis yra 10^{14} – 10^{15} cm^{-3} . Toliau ant šito sluoksnio yra plonas nelegiruotas tarpinis $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sluoksnis („speiseris“), kur $N_D < 10^{15}$ cm^{-3} , toliau seka stipriai legiruotas ($N_D \approx 10^{18}$ cm^{-3}) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$,

kurio sudėtis artima $x \approx 0,3$. Paskutiniame (viršutiniame) sluoksnyje yra ištakos, užtūros ir santakos kontaktai. Aktyvioji sritis – dvimatis krūvininkų kanalas – susidaro ties AlGaAs/GaAs sandūra, kuri yra parodyta 1.19 pav. Norint pasiekti geresnį kontaktą su kanalu, ištakos ir santakos sritys gali būti stipriai legiruotos (gali būti naudojama savaiminio sutapatinimo technologija [59]), o užtūra gali būti truputėlį įgilinta, kaip matome 1.19 pav.

Fizikinis įvairiatarpių sandūrų tranzistorių veikimo principas yra panašus į (MISFET) metalo-dielektriko-puslaidininkio darinio lauko tranzistorių, tačiau įvairiatarpių sandūrų tranzistorių veikime ir darinyje yra esminiai specifiniai išskirtinimai. Siaurame

kanale yra labai didelis laidumas ir formuojasi kvantinės būsenos, taip pat metalo užtūra labai arti kanalo, esant didelei AlGaAs sluoksnio dielektrinei konstantai palyginti su SiO₂.

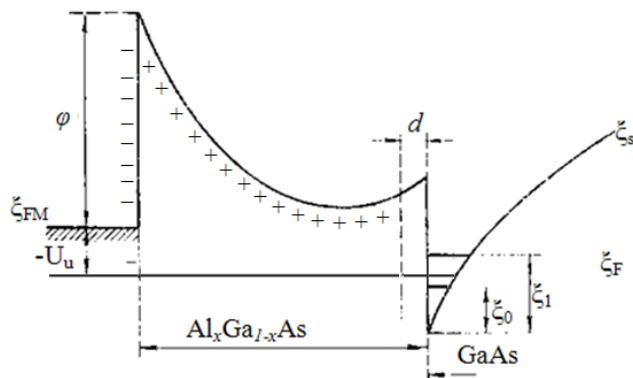
Dėl šitų savybių yra pasiekama didelė

įvairiatarpių sandūrų tranzistorių veikimo sparta.

Norint apskaičiuoti įvairiatarpių sandūrų tranzistorių charakteristikas, reikia rasti elektronų tankio ir judrio priklausomybes kanale nuo pridėtų prie užtūros ir santakos įtampų. Elektronų tankis kanale yra randama remiantis tokia išraiška [61]:

$$N_s \cdot x = \frac{\varepsilon}{q \cdot d_d + d_i} \cdot \left[U_{už} - U_x - \left(\varphi_b - \frac{\Delta \varepsilon_{san}}{q} + \frac{\Delta \varepsilon_F}{q} - \frac{q \cdot N_D^2 \cdot d_d^2}{2} \right) \right], \quad (1.27)$$

čia d_d – AlGaAs legiruoto sluoksnio storis, d_i – AlGaAs nelegiruoto sluoksnio storis; φ – potencialas; ε_{san} , – santakos kontakto energija, ε_F – Fermio energija; pastarieji yra įvairiatarpių sandūros parametrai, dėl kurių ir skiriasi elektronų



1.20 pav. Įvairiatarpių sandūrų lauko tranzistorius zoninė struktūra užtūros srityje. Adaptuota iš [61].

tankio išraiška įvairiatarpių sandūrų ir metalo-dielektriko-puslaidininkio darinių lauko tranzistorių kanale (1.20 pav.).

AlGaAs/GaAs sandūros Fermi lygmens padėtis, esant $N_S > 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ir 300 K temperatūrai, tiesiškai priklauso nuo N_S [61] ir galima teigti, kad $\varepsilon_F = a \cdot N_S$, čia $a \approx 1,25 \cdot 10^{-17} \text{ eV} \cdot \text{m}^{-2}$. Elektronų slinkio greitis yra randamas iš elektronų judrio priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio. Šita priklausomybė gali skirtis priklausomai nuo tranzistorių gamybos įvairumo, nes judrį lemia fononų ir medžiagos defektų sklaida bei kanalo sandara. Analitiniuose modeliuose yra siūlomos įvairios elektronų slinkio greičio (taip pat ir judrio) kanale nuo elektrinio lauko stiprio aproksimacijos, dėl šios priežasties šie modeliai ir skiriasi. Tačiau vienu iš pagrindinių tranzistorių parametrų yra atkirtos (ribinis) dažnis, kuris gali būti užrašytas tokia formule [59]:

$$f_T = \frac{v_{sat}}{2\pi L_K}, \quad (1.28)$$

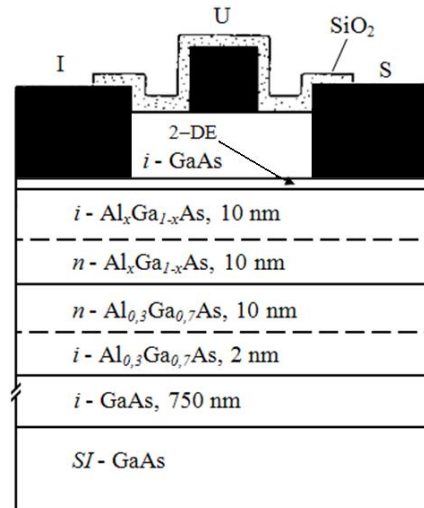
čia v_{sat} – išsotrinimo greitis, L_K – kanalo ilgis. Iš čia matome, kad kuo didesnis soties krūvininkų slinkio greitis, tuo tranzistoriaus ribinis dažnis bus didesnis, nekeičiant kanalo ilgio.

Darbe [65] yra nagrinėjamos galimybės padidinti įvairiatarpių sandūrų tranzistoriaus spartą mažinant prietaiso matmenis. Skaičiavimai parodė, kad horizontalių išmatavimų mažinimas didina spartą. Įvairiatarpių sandūrų tranzistoriaus kanalas turi geresnį laidumą, palyginti su metalo-dielektriko-puslaidininkio darinio lauko tranzistoriaus laidumu, dėl didesnio elektronų tankio ir judrio [61]. AlGaAs sluoksniui tarp užtūros ir kanalo yra keliami aukšti reikalavimai. Pirmiausia, jis turi būti labai plonas. Kitas reikalavimas, dėl to, kad AlGaAs sluoksnis teikia elektronus į kanalą, todėl jis turi būti maksimaliai legiruotas ir turi turėti maksimaliai aukštą įvairiatarpės sandūros perėjimo barjerą, kad sumažintų atbulines sroves. Nepavyksta legiruoti virš 10^{18} cm^{-3} dėl nutekėjimo srovių didėjimo per Šotkio barjerą užtūros metalo riboje. Maksimalus barjero aukštis yra kietajame $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tirpale, kai $x \approx 0,3$. Esant santykinai didesniems aliuminio tankiams dėl slėnio tipo pasikeitimo

laidumo juostos dugne smarkiai išauga donorinių lygmenų jonizacijos energija ir vyksta didelės elektronų dalies išalimas priemaišose, esant net kambario temperatūrai [66].

1.5.2. Daugiakanalis darinys

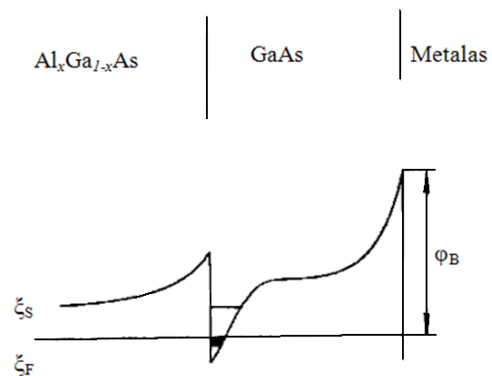
Tiesioginio darinio įvairiatarpių sandūrų tranzistorių santakos ir užtūros maža pramušimo įtampa riboja jų naudojimo galimybes praktiniams taikymams, pvz., mikrobangų elektriniams laukams detektuoti. Pramušimo įtampos dydis yra sąlygotas stipriai legiruotu AlGaAs sluoksniu, kuris yra po užtūra. Norint padidinti pramušimo įtampą bei pagerinti kitus parametrus, buvo pasiūlytas [67] lauko tranzistorius su nelegiruota



1.21 pav. Atbulinio darinio įvairiatarpių sandūrų tranzistoriaus darinio scheminis pavaizdavimas.

įvairiatarpe sandūra, kuri būtų tarp elektrodų metalo ir selektyviai legiruotos normalios įvairiatarpės sandūros ir dvimačių elektronų dujų kanalo (1.21 pav.). Tokio tranzistoriaus užtūros pramušimo įtampa viršijo 11 V, o užtūros matmenys buvo: $0,5 \times 280 \mu\text{m}$ [68].

Atbulinis (inversinis – IMODFED) darinys (metalas/GaAs/AlGaAs) turi tam tikrų privalumų prieš tiesioginį (metalas/AlGaAs/GaAs) įvairiatarpių sandūrų darinį. Visų pirma, Šotkio barjerą ir omini kontaktą ant GaAs yra technologiškai lengviau padaryti negu ant AlGaAs, be to, GaAs paviršius yra labiau stabilus negu AlGaAs [64]. 1.22 pav. yra pateikta įvairiatarpės sandūros tranzistoriaus atbulinio darinio



1.22 pav. Lauko tranzistoriaus darinys su atbuline nelegiruota įvairiatarpe sandūra tarp metalo kontakto ir selektyviai legiruotos įvairiatarpės sandūros. Adaptuota iš [59]

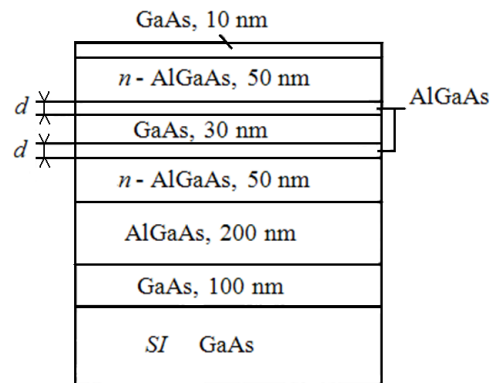
zoninė diagrama. Kaip ir tiesioginio darinio atveju, GaAs sluoksnis yra silpnai legiruotas tam, kad kanale būtų pasiektas didelis judris. AlGaAs sluoksnis yra legiruotas taip, kad galėtų tiekti elektronus į kanalą ir gali būti pakankamai storas, tačiau ne per daug, kad jo laidumas nešuntuotų GaAs dvimačio kanalo. Atbulinio darinio įvairiatarpių sandūrų tranzistorių darbas yra nagrinėjamas Šuro ir kitų mokslininkų darbuose [69–71].

Buvo pasiūlyti dariniai ir su keliais lygiagrečiais veikiančiais dvimačiais kanalais. 1.23 pav. schemiškai parodytas pjūvis dviejų kanalų įvairiatarpių sandūrų tranzistoriaus darinys, kuris savyje jungia tarsi lygiagrečiai įjungtus tiesioginio ir atbulinio darinių lauko tranzistorius [72]. Daugiakanalėse įvairiatarpių sandūrų tranzistoriuose tokie dariniai daug kartų kartojasi [73, 74].

Elektronų pernašos reiškinio išilgai kanalų eksperimentinis tyrimas AlGaAs/GaAs/AlGaAs darinyje parodė, kad didėjant elektriniam laukui, staigiai mažėja krūvininkų judris [61]. Krūvininkų slinkio greitis sotinasi, kai elektrinio lauko vertė buvo $E > 2 \text{ kV/cm}$. Dviejų kanalų įvairiatarpių sandūrų tranzistoriai pasižymi tuo, kad dvigubame kanale elektronų tankis yra dvigubai didesnis negu vieno kanalo įvairiatarpių sandūrų tranzistoriuje, o tai savo ruožtu mažina santakos varžą [75].

1.6. Skyriaus apibendrinimas

Tiriant GaAs $n-n^+$ sandūros simetrinės formos mikrobangų diodus, buvo pasiektas voltvatinis jautris $S = 0,04 \text{ V/W}$, o nesimetrinės formos mikrobangų diodų voltvatinis jautris buvo $S = 0,2 \text{ V/W}$, kai mikrobangų diodas buvo veikiamas $f = 10 \text{ GHz}$ elektrinio lauko dažnio, esant kambario temperatūrai.



1.23 pav. Dviejų kanalų įvairiatarpių sandūrų tranzistoriaus darinys. Čia d – nelegiruoto tarpinio $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sluoksnio storis [61].

GaAs puslaidininkio dariniuose krūvininkų soties slinkio greitis buvo $v_{dr} \sim 10^7$ cm/s eilės dydis, esant kambario temperatūrai. Iš literatūros šaltinių yra žinoma, kad mikrobangų jutiklių voltvatinis jautris yra proporcingas krūvininkų judriui ((1.8) formulė). Taip pat žinome, kad krūvininkų slinkio greitis yra proporcingas krūvininkų judriui, esant silpniems elektriniams laukams. Iš (1.28) išraiškos matome, kad lauko tranzistoriaus sparta priklauso nuo elektronų soties slinkio greičio, todėl norint padidinti mikrobangų jutiklių voltvatinį jautrį ir lauko tranzistorių veikimo spartą, reikia sukurti puslaidininkinius darinius su didesniu krūvininkų judriu. Dėl šios priežasties darbe buvo suformuluotas uždavinys ištirti žemos dimensijos puslaidininkinių įvairiatarpių sandūrų elektrines savybes mikrobangų ruože su tikslu padidinti mikrobangų jutiklių jautrį bei lauko tranzistorių spartą. Norint realizuoti darbo tikslą, buvo nuspręsta plačiau ištirti nesimetrinės formos mikrobangų jutiklius, kurie buvo gaminami AlGaAs/GaAs bei AlGaAs/InGaAs/GaAs darinių pagrindu. Taip pat pasirinkta ištirti soties krūvininkų slinkio greitį bei jo padidinimo galimybes AlGaAs/InGaAs/GaAs, InAlAs/InGaAs/InAlAs ir AlGaAs/GaAs nanodariniuose. Įgyvendinant darbo tikslą, buvo suformuluoti tokie uždaviniai:

- Ištirti mikrobangų elektrinio lauko sąveiką su puslaidininkiniais AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs nanodariniiais
- Išmatuoti AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs, InAlAs/InGaAs/InAlAs puslaidininkinių darinių voltamperines charakteristikas
- Nustatyti krūvininkų slinkio greičio ir judrio puslaidininkiniuose AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs, InAlAs/InGaAs/InAlAs nanodariniuose priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio
- Ištirti krūvininkų slinkio greičio padidinimo galimybes (bei sąlygas) puslaidininkinėse AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs, InAlAs/InGaAs/InAlAs kvantinėse duobėse, esant stipriems elektriniams laukams.

2. Tyrimų metodika

2.1. Krūvininkų kaitinimo elektriniu lauku metodai

Kaitinant krūvininkus stipriu elektriniu lauku, kartu kaista ir puslaidininkio gardelė. Siekiant išvengti kristalinės gardelės kaitimo, dažniausiai yra naudojama impulsų metodika, t. y. elektrinis laukas yra kuriamas trumpais ir santykinai retais (mažo pasikartojimo dažnio) įtampos impulsais, kurie yra pridedami prie bandinio. Impulso trukmė ir pasikartojimo dažnis parenkami tokie, kad vidutinis kaitinimas ir atskiro impulso pabaigoje kaitinimas nebūtų didesnis negu yra leistinas konkrečiame eksperimente, t. y. tenkinamos (1.1) ir (1.2) nelygybės.

Kaitinant puslaidininkį, jo varža kinta. Gardelės kaitimo inertiškumas dažniausiai yra daug didesnis už krūvininkų kaitimo inertiškumą. Matuojant bandinio varžą galima nustatyti bandinio temperatūros pokytį.

Tiriant puslaidininkio varžos kitimą laike, galima pastebėti krūvininkų tankio kitimą matavimo eigoje. Todėl srovės ir įtampos impulsų formos kontrolė ir pastoviosios srovės dydis per bandinį eksperimento eigoje yra elektros laidumo matavimo stipriuose elektriniuose laukuose metodikos būtinoji dalis.

Krūvininkų tankio pokyčius stipriuose elektriniuose laukuose gali sukelti tokios priežastys [76]:

- a) krūvininkų generacija elektriniu lauku;
- b) tūrinės ir paviršinės rekombinacijų greičių kitimas;
- c) krūvininkų generacija dėl gardelės išilimo;
- d) krūvininkų injekcija iš kontaktų.

Pirmais dviem atvejais, kai yra tankio kitimas dėl generacijos arba rekombinacijos priklausomybės elektriniuose laukuose, jo dydį galima kontroliuoti, pasinaudojus nepusiausvyrųjų krūvininkų rekombinacijos dideliu inertiškumu, palyginti su karštųjų krūvininkų vėsimo inertiškumu, išjungus mikrobangų elektrinio lauko kaitinimo impulsą.

2.1.1. Nuolatinės įtampos impulsų metodas

Naudojantis nuolatinės įtampos impulsų metodu, kaitinanti krūvininkus įtampa yra pridėjama prie bandinio, kuris turi mažos varžos kontaktus. Stipriuose elektriniuose laukuose idealius neinjektuojančius ominių kontaktus yra gana sunku pagaminti. Norint pašalinti galimą krūvininkų injekciją į bandinio tūrį, yra naudojami keli būdai [26]. Vienas tokių būdų remiasi tuo, kad impulsų trukmė parenkama tokia, kad jo veikimo metu krūvininkai, kurie buvo injektuoti į bandinio tūrį, slinktų į gylį, kuris yra žymiai mažesnis negu pačio bandinio ilgis, tai reiškia, kad, dėl tokio slinkimo, bandinio laidumo pokyčio galima nepaisyti. Čia kaip pavyzdį galima pateikti Gano darytus matavimus, kur buvo tiriamas elektroninio germanio laidumo kitimas, esant elektrinių laukų stipriams iki $7 \cdot 10^6$ V/m. Stipraus lauko impulso trukmė buvo 2 ns [26 ir 77]. Tam, kad injekcijos gylio santykis su bandinio ilgiu būtų kuo mažesnis, bandiniai negali būti padaryti labai trumpi. Norint juose sukurti stiprų elektrinį lauką, turime pridėti santykinai aukštą įtampą [26].

Kitas injekcijos į bandinio tūrį pašalinimo būdas buvo panaudotas pirmuosiuose elektrinio laidumo kitimo eksperimentuose, esant stipriems elektriniams laukams germanyje ir silicyje [78 ir 79]. Bandiniai turėjo specialią hantelio formos geometriją: du masyvūs blokai, tarp kurių buvo siaura sąsmauka. Tokios formos bandinys buvo išpjaunamas iš vientiso monokristalo. Ominiai kontaktai buvo daromi masyvių blokų kraštuose. Esant tokiai bandinio geometrijai, blokų ir kontaktų indėlis į bendrą bandinio varžą yra mažas ir beveik visa įtampa, krentanti į bandinį, yra pridėta prie siauros sąsmaukos, kurioje susidaro stiprus elektrinis laukas, kaitinantis krūvininkus. Esant trumpai sąsmaukai, stiprūs elektriniai laukai gali susidaryti, esant santykinai neaukštoms (iki kelių voltų) įtampoms. Krūvininkų injekcija į stipraus lauko sritį yra eliminuojama dėl masyvių blokų. Tai įvyksta dėl to, kad dėl didelio kontaktų ploto sumažėja injekcijos lygis bei elektrinis laukas blokuose yra mažas, ir krūvininkai, injektuoti iš kontaktų, slenka santykinai lėtai. Slinkio gylis gali būti iki bloko ilgio, todėl impulso trukmė masyvių blokų atveju gali būti pakankamai didelė [26].

Galimybė naudoti santykinai ilgus ir neaukštos įtampos impulsus gerokai supaprastina eksperimento techniką. Tačiau šis metodas turi tam tikrų trūkumų. Reikalingi dideli monokristalai bei bandinių su siaura sąsmauka gamyba. Susiduriama su elektrinio lauko nevienalytiškumu pačioje sandūroje tarp masyvių blokų ir sąsmaukos. Dėl pastarosios priežasties ne tik mažėja elektrinio lauko stiprio nustatymo tikslumas sąsmaukoje, bet atsiranda įvairios elektrovaros, kurios yra sąlygotos srovės ir lauko gradientų sandūros srityje [ten pat].

2.1.2. Stipraus mikrobangų elektrinio lauko metodas

Naudojant mikrobangų elektrinio lauko metodiką, tiriamasis bandinys yra dedamas į mikrobangų traktą, dažniausiai bangolaidinį, kuriame sklinda didelės galios impulsas [26]. Mikrobangų kintamo elektrinio lauko naudojimas yra taikomas nekontaktiniam krūvininkų kaitinimui. Šios mikrobangų metodikos privalumas yra tai, kad yra galimybė galvaniškai atskirti matavimo grandinę nuo kaitinimo lauko grandinės. Todėl galima matuoti mažas pastovias įtampas ir sroves bandiniuose, esant stipriems mikrobangų elektriniams laukams ir srovėms. Taip pat mikrobangų elektrinį lauką bandinyje mažiau lemia bandinio nevienalytiškumai, esant dideliems arba palyginamiems dažniams su atvirkštine dielektrinės relaksacijos trukme τ_m^{-1} . Tai labai svarbu atliekant matavimus stipriuose elektriniuose laukuose. Taip pat mikrobangų elektrinis laukas neištraukia iš bandinio krūvininkų, kurie atsiranda dėl kokių nors faktorių įtakos, pavyzdžiui, šviesos, lauko, injekcijos ir pan. [ten pat].

Nepaisant didelių šio metodo patogumų, jis turi ir trūkumą. Kintamas elektrinis laukas sukelia periodinį laike krūvininkų kaitimą ir ši aplinkybė apsunkina kiekybinę reiškinių, sąlygotų krūvininkų kaitimo, interpretaciją. Tai pareikalauja mikrobangų elektrinio lauko reikšmių perskaičiavimo per periodą į momentinę reikšmę duotajame lauke, o kartais ir krūvininkų kaitinimo inertiškumo įskaitymo.

2.2. Krūvininkų slinkio greičio matavimo stipriuose elektriniuose laukuose metodai

2.2.1. Voltamperinių charakteristikų matavimas

Krūvininkų slinkio greičio nustatymas iš pamatuotų voltamperinių charakteristikų yra labiausiai paplitęs matavimo metodas. Tam būtina žinoti krūvininkų tankį. Šis būdas yra naudojamas kaitinant krūvininkus trumpais impulsais hantelio formos bandiniuose ar bandinių liniuotėse su kontaktais arba kitų formų bandiniuose. Jei krūvininkų tankis yra pastovus, tai srovės priklausomybė nuo lauko stiprio tiesiogiai leidžia nustatyti krūvininkų slinkio greičio priklausomybę nuo šito lauko [26]. Esant žinomam krūvininkų tankiui (kuris nustatomas, pavyzdžiui, iš Holo reiškinio matavimų silpnuose laukuose), tampa žinomas ir absoliutus krūvininkų slinkio greičio dydis stipriuose elektriniuose laukuose.

Jei turime paprasčiausią bandinio formą – vienalytis strypelis arba juostelė su ominiais kontaktais, tai elektrinio lauko stipris bus lygus pridėtai prie bandinio kontaktų įtampai padalytai iš bandinio ilgio. Turint bandinį su siaura sąsmauka, neskaitant didelių blokų varžos, elektrinį lauką galima laikyti lygiu įtampai ant bandinio, padalytai iš siauros sąsmaukos ilgio:

$$E = \frac{U}{d}. \quad (2.1)$$

Kai reikia įskaityti blokų varžą, yra naudojami papildomi matavimo kontaktai vidinėse blokų dalyse, kurie nustato įtampą sąsmaukoje [ten pat].

Kai srovė artėja į sotį, nedideli nevienalytiškumai bandinyje sukelia žymius elektrinio lauko pasiskirstymo pokyčius išilgai bandinio. Todėl netiksliai yra nustatomas elektrinio lauko stipris. Pavyzdžiui, elektroniniame germanyje, esant vidutiniam laukui 10^6 V/m, bandinio skerspjūvio 2 proc. nevienalytiškumai sukelia trigubą laukos stiprio pokytį nevienalytiškumo srityje [80].

Srovės impulso amplitudės matavimai dažniausiai atliekami matuojant įtampos kritimą ant nuosekliai bandiniui įjungtos varžos. Ištyrus $I=I(E)$ priklausomybę, vėliau iš jos yra nustatomi krūvininkų judris ir slinkio greitis.

Puslaidininkio varžos nustatymui impulsų elektriniuose laukuose yra naudojamos įvairios tiltelinės schemos [81]. Šios schemos yra ypač patogios matuojant santykinai mažus varžos pokyčius, nes leidžia naudoti didelio tikslumo diferencialinius metodus. Šie metodai yra plačiai naudojami daugelyje fizikinių eksperimentų.

2.3. Elektrinio laidumo stipriuose elektriniuose laukuose mikrobangų matavimo metodika

2.3.1. Mikrobangų elektrinio lauko amplitudė bandinyje ir mikrobangų elektrinio lauko galios sugertis

Krūvininkų kaitimą puslaidininkyje lemia lauko stipris jame, o bangolaidiniame trakte eksperimentiškai dažniausiai matuojama yra mikrobangų elektrinio lauko signalo galia. Todėl bandinyje reikia apskaičiuoti elektrinio lauko stiprį iš mikrobangų elektrinio lauko signalo galios bangolaidyje [26]. Plačiausiai yra naudojamas stačiakampio formos bangolaidinis traktas, kurio centre tarp plačiųjų sienelių yra dedamas strypelio formos puslaidininkinis bandinys, kurio ilgis yra lygus bangolaidinio lango aukščiui b bei skersmuo yra d . Laikome, kad bangolaidžiu sklinda monochromatinė banga pagrindinio TE_{10} tipo. Nesant bandinio, elektrinio ir magnetinio laukų amplitudės duotajame bangolaidžio taške yra lemiamos bangolaidinio lango a ir b parametrais.

2.1 lentelėje yra pateikti pagrindiniai dydžiai, kurie lemia mikrobangų elektrinio lauko amplitudės dydį vienalyčio bangolaidžio atkarpoje, priklausomai nuo mikrobangų elektrinio lauko trakto parametrų [ten pat].

Jei puslaidininkinis bandinys turi plono siūlo pavidalą ir neiškreipia lauko bangolaidyje, tai laukas puslaidininkyje bus toks pat, koks ir bangolaidyje toje vietoje, kur yra bandinys. Daugelyje realių eksperimentų metu, bandinius pavyksta padaryti pakankamai plonus ir neiškreipiančius lauko bangolaidyje, kuo ir buvo pasinaudota atliekant eksperimentinius tyrimus.

2.1 lentelė. Stačiakampio bangolaidžio parametrai TE_{10} tipo bangai

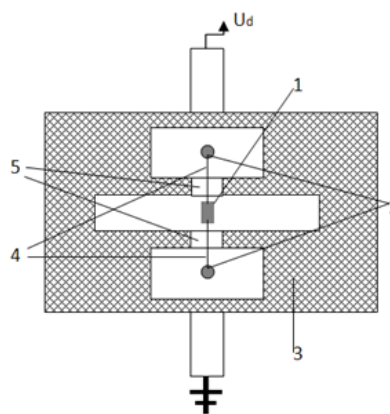
Stačiakampio bangolaidžio skerspjūvio $a \times b$ (mm ²) langas	Dažnis, GHz ($1,25\lambda \leq 2a \leq 1,9\lambda$)	Bangos ilgis laisvoje erdvėje, $\lambda \cdot 10^2$ m	Bangos ilgis bangolaidyje, $\Lambda \cdot 10^2$ m ($\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{kr})^2}}$, čia $\lambda_{kr} = 2a$)	Banginė bangolaidžio varža, $\rho_{PUc} \Omega$ ($\rho_{PU} = 2 \frac{b}{a} 120\pi \frac{\Lambda}{\lambda}$; $120\pi = 370\Omega$ – banginė vakuumo varža [82])
7,2×3,4	37,5	0,8	0,963	427
11,0×5,5	20	1,5	2,05	514
23×10	9,1	3,2	4,46	456
28,5×12,6	7,9	3,8	5,09	446

2.4. Įvairiatarpių darinių parametų stipriuose elektriniuose laukuose matavimo schema

Krūvininkų kaitinimui puslaidininkyje naudojami nuolatinės elektros srovės arba mikrobangų elektrinio lauko impulsai. Efektyviam elektrinio lauko koncentravimui naudojami taškiniai kontaktai. Mūsų atveju buvo pritaikytas krūvininkų mikrobangų elektriniu lauku kaitinimo bandiniuose metodas su mažo ploto ominiais kontaktais. Mikrobangų spinduliuotės panaudojimas leido galvaniškai atskirti krūvininkų kaitinimo ir matavimo elektrines grandines, o tai savo ruožtu padidino detektuoto signalo matavimo tikslumą.

Mikrobangų detekcija buvo tiriama naudojantis magnetroniniu generatoriumi, kuris veikė 10 GHz dažnio ruože. Mikrobangos signalas buvo moduluotas stačiakampiais impulsais nuo dešimties iki kelių mikrosekundžių mažo pasikartojimo dažnio ($f_{pulse} = 35 - 40$ Hz). Tai buvo daroma, norint išvengti puslaidininkio gardelės kaitimo.

Tiriamas puslaidininkinis bandinys buvo montuojamas į simetriškai susiaurintą bangolaidinę galvutę, kurios struktūrinė schema pavaizduota 2.1 pav. Tokio skerspjūvio formos bangolaidinės galvutės



2.1 pav. Bandolaidinės galvutės su matuojamu puslaidininkiniu bandiniu struktūrinė schema. 1 – puslaidininkinis kristalas su užgarintais ominiais kontaktais; 2 – išėjimo kontaktai; 3 – korpusas; 4 – aukso vielutė nuo kristalo iki išėjimo kontaktų; 5 – izoliacinis absorberis.

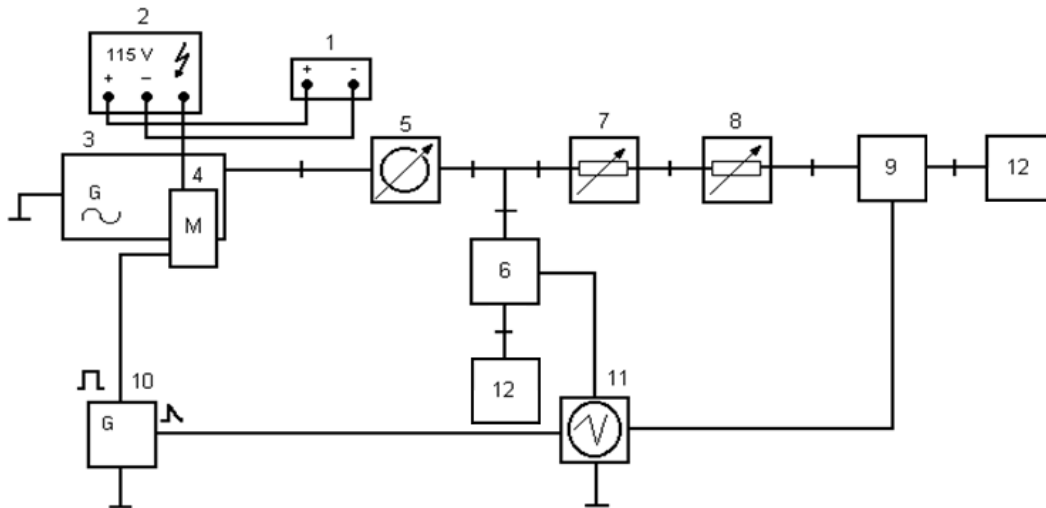
pasirinkimas buvo sąlygotas dėl didesnės lauko koncentracijos bangolaidyje galimybės bei dažnių juostos, kurioje gali dirbti bangolaidis, išplėtimo.

Ši bangolaidinė galvutė buvo sujungiamo su stačiakampiu bangolaidžiu, naudojant siaurėjančius perėjimus, norint suderinti jų bangines varžas. Pats tiriamas bandinys (mūsų atveju – puslaidininkinis kristalas) 1 su kontakto auksinėmis vielutėmis 4 buvo izoliuotas nuo bangolaidinės galvutės (tuo pačiu ir bangolaidžio) korpuso naudojant absorberį 5, kuris savo ruožtu neleido mikrobangų elektrinio lauko spinduliuotei patekti iš bangolaidžio į išorę. Puslaidininkinių AlGaAs/InGaAs/GaAs ir AlGaAs/GaAs darinių ominių kontaktai buvo padaryti užgarinus ant puslaidininkinio darinio kontakto srities Ge-Ni-Au mišinį ir pakaitinus jį azoto atmosferoje. Vėliau termokompresijos būdu prie šių kontaktų buvo pritvirtintos aukso 1,5 cm ilgio plonos (40 μm skersmens) vielutės, kurių kiti galai buvo prilituojami prie išėjimo kontaktų. Tikrinant vielučių pritvirtinimo kokybę buvo naudotasi voltamperinės charakteristikos vaizdu charakteriografe arba matuojant bandinio su vielutėmis varžą prieš įlitavimą į bangolaidinę galvutę ir po įlitavimo.

Bandinyje susidaranti įtampa buvo matuota nuo mikrobangų diodo kontaktų, prie kurių buvo tvirtinamas koaksialinis kabelis (žr. 2.1 pav.). Bandinių temperatūra buvo keičiama naudojant skystąjį azotą, o kontroliuojama naudojantis vario–konstantano termopora. AlGaAs/GaAs darinių elektrinių savybių stipriuose elektriniuose laukuose matavimai buvo atliekami stendu, kuriuo struktūrinė schema pavaizduota 2.2 paveiksle.

Mikrobangų elektrinio lauko spinduliuotei generuoti, buvo naudojamas didelės galios magnetroninis generatorius 3, kuris generavo 10 GHz dažnio mikrobangės spinduliuotės impulsus. Impulsinis generatorius 10 moduliavo mikrobangų elektrinio lauko generatoriaus signalą retai besikartojančiais 40 Hz 2 μs trukmės impulsais. 7 ir 8 slopintuvais buvo tolygiai keičiama bangolaidžiu sklindanti galia, kurios dydį matavome kontroliniu detektoriumi 6, o jo parodymai buvo stebimi viename iš oscilografo 11 kanalų. Bandinio 9 detektuojami signalai buvo registruojami to pačio oscilografo kitame kanale. Vėliau rezultatai buvo apdorojami ir pateikiami grafiniu pavidalu. Grafikuose

buvo atidedama detektuotos bandinio įtampos priklausomybė nuo sklindančios bangolaidžiu galios. Tokiu būdu buvo nustatomas bandinio jautris mikrobangų elektrinio lauko stipriui.



2.2 pav. Bandinių parametrų mikrobangų stipriuose elektriniuose laukuose matavimų struktūrinė schema 8 – 12 GHz dažnio ruože. 1 – srovės šaltinis; 2 – 115V 400 Hz srovės šaltinis; 3 – didelės galios magnetroninis generatorius; 4 – komutacinis blokas; 5 – ventilis; 6 – kontrolinė detektorinė galvutė; 7, 8 – slopintuvai; 9 – bangolaidinė galvutė su bandiniu; 10 – impulsų generatorius; 11 – oscilografas; 12 – suderintos apkrovos.

2.5. Slinkio greičio matavimo metodai

Eksperimentiniuose darbuose dažniausiai yra naudojami nuolatinės srovės bei mikrobangų krūvininkų slinkio greičio matavimo metodai. Labiausiai paplitęs ir pats paprasčiausias metodas yra nuolatinės srovės metodas. Norint šiuo metodu nustatyti slinkio greičio priklausomybę nuo elektrinio lauko, tiesiogiai yra matuojama tekanti per bandinį srovė. Jei laikoma, kad krūvininkų tankis nepriklauso nuo įtampos bei yra vienodas per visą bandinį, tai remiantis lygtimi $v_{dr} = \frac{j}{e \cdot N}$, slinkio greitis bus proporcingas srovei, čia j – srovės tankis, e – elementarusis krūvis bei N – nepriklausomas nuo elektrinio lauko krūvininkų tankis [83].

Eksperimentuose naudojantis nuolatinės srovės metodu, reikėtų kreipti dėmesį į bandinių kontaktus, nes kontaktų kokybė yra labai svarbi, kadangi per juos teka srovė į bandinį bei kontaktai reikalingi vienalyčio elektrinio lauko sukūrimui bandinyje. Tinkami kontaktai neturėtų stipriai keisti bandinio

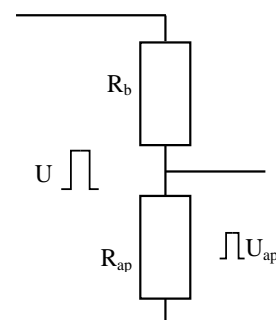
matuojamų elektrinių savybių. Todėl yra parenkami ominiai kontaktai, tai yra tokie kontaktai, per kuriuos tekanti srovė kontaktų srityje sukelia mažą įtampų kritimą, palyginti su įtampos kritimu matuojamame bandinyje [ten pat].

Eksperimento metu, norint gauti kuo tikslesnius rezultatus, reikia stengtis išvengti pašalinių reiškinių, tokių kaip injekcija iš kontaktų. Tuo tikslu buvo daromi dideli kontaktai, palyginti su pačio bandinio aktyviosios srities matmenimis. Tuo buvo siekiama, kad kontaktų vietose elektrinis laukas būtų mažas, palyginti su elektriniu lauku tarp kontaktų [ten pat]. Taip pat neigiamos injekcijos įtakos galima išvengti eksperimentuose naudojant trumpus įtampos impulsus, kadangi iš kontakto injektuoti krūvininkai nueis atstumą žymiai mažesnę negu tiriamo bandinio ilgis. Taigi naudojome nuo 50 ns iki 1,2 μ s trukmės impulsus.

2.5.1. Voltamperinių charakteristikų matavimai mikrosekundiniais impulsais

Voltamperinių charakteristikų mikrosekundiniais impulsais matavimų schema yra pateikta 2.3 pav. Prie bandinio, kurio varža R_b , yra pridėdama impulsinė įtampa $U-U_{ap}$. Tekanti pro bandinį srovė I yra lygi U_{ap}/R_{ap} bei nustatoma iš U_{ap} įtampos dydžio ant nuosekliai įjungtos apkrovos, kurios dydis buvo panašus į tiriamo bandinio varžos dydį. Žinant bandinio skerspjūvio plotą galima apskaičiuoti srovės tankį $I=jS$. Jei yra žinomas krūvininkų tankis tai galima apskaičiuoti slinkio greičio priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio. Pastarasis randamas iš pridėtos įtampos santykio su bandinio ilgiu.

Atliekant eksperimentinius matavimus bandinio gardelė kaista. Norint sumažinti šilimo reiškinio įtaką matavimo tikslumui, yra naudojami kuo trumpesni impulsai. Dažniausiai užtenka naudoti 10 μ s–1 ns trukmės impulsus [ten pat]. Mūsų atveju

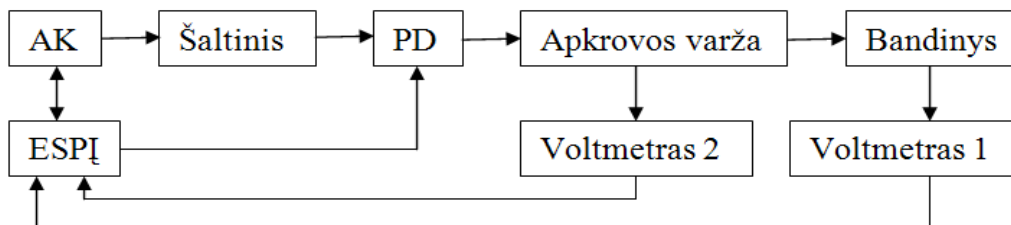


2.3 pav. Voltamperinių charakteristikų mikrosekundiniais impulsais matavimų schema. Čia R_b – bandinio varža, R_{ap} – apkrovos varža, U – pridėtas prie schemos įtampos impulsas, U_{ap} – įtampa, pamatuota nuo apkrovos varžos.

naudojantis „Agilent“ įmonės impulsų generatoriumi *Agilent 81104A* galėjome naudoti impulsus, kurių trukmė buvo parenka nuo 50 ns iki 200 ns, o įtampos amplitudė galėjo siekti iki 20 V. Visi prietaisai buvo jungiami 50 Ω koaksialiniais kabeliais.

2.5.2. Voltamperinių charakteristikų automatizuotas matavimo stendas

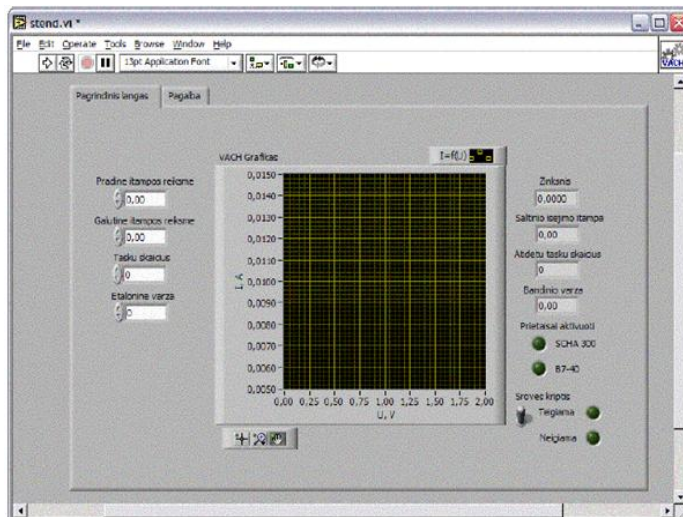
Eksperimento metu voltamperinės tiriamų bandinių charakteristikos buvo matuojamos rankiniu būdu arba automatizuotai. Darbo metu buvo naudojami abu matavimo būdai dėl to, kad atliekant matavimus rankiniu būdu buvo galima pasiekti stipresnį elektrinį lauką negu pasinaudojus automatizuotu voltamperinių charakteristikų matavimo stendu [84]. Automatizuoto matavimų stendo galimybės buvo ribojamos dėl turimo įtampos šaltinio, dėl kurio nebuvo galima pasiekti pakankamo elektrinio lauko stiprio. Voltamperinių charakteristikų tyrimo metu naudojamos sistemos struktūrinė schema yra parodyta 2.4 paveiksle.



2.4 pav. Automatizuotos voltamperinės charakteristikos matavimo sistemos struktūrinė schema. Schemos žymėjimai: AK – asmensinis kompiuteris, šaltinis – įtampos šaltinis, PD – perjungimo dėžutė, apkrovos varža, jungiama schemoje nuosekliai bandiniui, bandinys, voltmetras 1 ir voltmetras 2 bei EPSI – elektroninių prietaisų sąsajos įrenginys. Adaptuota iš [85].

Apkrovos varža eksperimento metu yra skirta srovės ribojimui ir yra parenkama tos pačios eilės kaip ir tiriamo bandinio varža. Eksperimento metu buvo naudojamas B5–43 pastoviosios srovės maitinimo šaltinis. Bandinys schemoje yra mūsų tiriamasis puslaidininkinis įvairiatarpės sandūros darinys, kurio elektrinės savybės mus domina. Voltmetras 1 yra naudojamas matuoti įtampą bandinyje, o Voltmetras 2 yra naudojamas matuoti įtampą, krentančią ant nuosekliosios apkrovos varžos. Maitinimo šaltinio valdymui buvo parašyta

programa *LabVIEW* terpėje [85], o pats valdymo langas buvo matomas asmeninio kompiuterio ekrane (žr. 2.5 pav.). Norint išmatuoti bandinio voltamperinę charakteristiką tiesiogine ir atbuline kryptimis, reikia keisti srovės tekėjimo kryptį ir tuo tikslu buvo naudojamas perjungiklis. Jis buvo valdomas asmeniniu kompiuteriu per elektroninių prietaisų sąsajos įrenginį [ten pat]. Matavimų duomenys yra išsaugomi tekstiniame dokumente, kurį vėliau galima apdoroti ir vizualizuoti *Origin* kompiuterine programa.



2.5 pav. Programos pagrindinis valdymo langas [84].

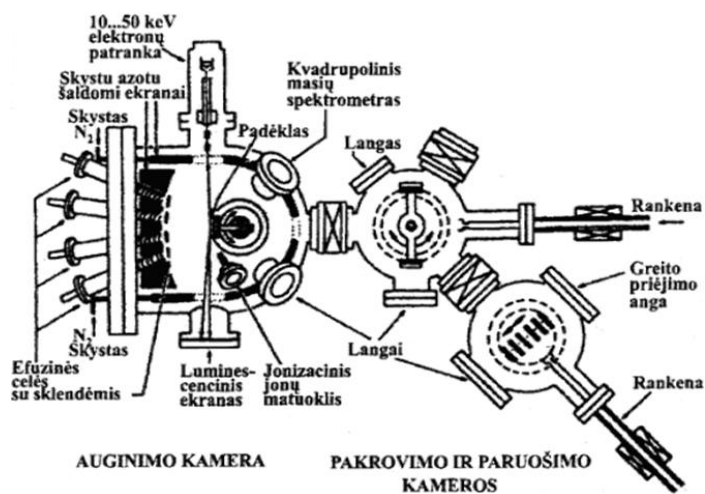
2.6. Bandinių gamyba

Puslaidininkinio prietaiso ar integrinio grandyno pagrindą sudaro aktyvūs puslaidininkinių medžiagų sluoksniai, kurie yra užauginami ant puslaidininkinės medžiagos padėklų [86]. Pastarieji dažniausiai yra gaminami iš tos pačios medžiagos kaip ir aktyvusis sluoksnis [87]. Padėklai yra gaminami iš GaAs monokristalo, kuris yra supjaustomas į plonas plokšteles [88]. Jos mechaniškai šlifuojamos ir poliruojamos bei chemiškai nuėsdinamos ir vėliau jau jos yra naudojamos kaip padėklai aktyviems sluoksniams auginti [89]. Cheminis ėsdinimas ėsdikliu $H_2SO_4:H_2O_2:H_2O$ (tūrio santykiu 4:1:1) dažniausiai trunka apie 10 min., esant $60^\circ C$ temperatūrai. Toliau plokštelės yra plaunamos dejonizuotu vandeniu, ėsdinamos HCL rūgštimi 5 min., vėliau vėl plaunamos dejonizuotu vandeniu bei džiovinamos švaraus azoto atmosferoje. Reikalui esant, galima auginti puslaidininkius ne tik su reikalingu krūvininkų tankiu ir laidumo tipu, bet ir su reikalingais juostinės struktūros parametrais, pvz., galima gauti puslaidininkines medžiagas su iš anksto pasirinktu draustinės juostos tarpu, krūvininkų judriu ir lūžio rodikliu. Krūvininkų judris

puslaidininkiniame darinyje priklauso nuo priemaišų tankio ir junginio sudėties. Priklausomai nuo poreikio, puslaidininkinės medžiagos gali būti auginamos be priemaišų ir legiruotos akceptorinėmis bei donorinėmis priemaišomis [90]. Kristalai ar ploni sluoksniai yra legiruojami auginimo metu. Gaminant elektroninius prietaisus dažniausiai naudojama jonų implantacija.

Plečiantis puslaidininkių elektronikai, tobulėjant naujiems tyrimams atsirado poreikis naujoms technologijoms, dėl kurių būtų galima užauginti atskirus kelių nanometrų storio sluoksnius arba tokių sluoksnių sandaras. Šiam tikslui yra naudojamas molekulių pluoštelių epitaksijos metodas (MPE – angl. MBE), molekulių pluoštelių epitaksijos įrenginio schema yra pateikta 2.6 pav. [91]. Įrenginys susideda iš auginimo kameros, kurioje yra sukuriamas vakuumas titano sublimaciniu ir joniniu vakuuminio siurbliu. Kameroje yra palaikomas 10^{-8} Pa slėgio vakuumas, o įjungus medžiagų šaltinius, jis sumažėja iki 10^{-5} – 10^{-6} Pa. GaAs padėklas yra mechaniškai tvirtinamas ant horizontalaus molibdeno laikiklio, kurį

galima sukuti kameroje apie statmeną padėklui ašį [92]. Auginant mūsų tiriamus darinius buvo pasirinktas molekulių pluoštelių epitaksijos metodas. Toks auginimas vykdomas ant labai švaraus monokristalinio



2.6 pav. Molekulių pluoštelių epitaksijos įrenginio

schema. Adaptuota iš [91].

padėklo paviršiaus. Tiriami dariniai buvo auginami ant GaAs (100) paviršiaus, kuris užbaigiamas galio arba arseno atomais.

Auginant $Al_xGa_{1-x}As$ darinius, į efuzines celes yra sudedamos Al, Ga, As medžiagos, o legiravimui yra papildomos celės su Si ir Be medžiagomis. Padėklai yra dedami į pakrovimo kamerą neišsandanant viso įrenginio. Kai pakrovimo kameroje pasiekiamas 10^{-6} Pa vakuumas, galima atidaryti

vakuuminės sklendės ir padėklą įrengtu manipuliatoriumi galima perduoti į bet kurią kamerą.

Auginamų MPE sluoksnių kokybė priklauso nuo plokštelės, ant kurios bus auginami sluoksniai, paviršiaus kokybės. Dėl šios priežasties dedamos į įrenginį plokštelės turi būti labai kruopščiai paruoštos. Po to jos yra tvirtinamos prie įkaitinto molibdeno padėklo. Vėliau plokštelės dedamos į tarpinę kamerą (paprastai yra dedama keletas padėklų, sudėtų į kasetę). O garinimo proceso metu įrenginyje plokštelės yra švelniai (kad nebūtų įtempimų) mechaniškai prilaikomos, kad neiškristų iš padėklų. Paruošus visą sistemą sluoksnio auginimui (reikia pasiekti reikiamą vakuumą, atšaldomi ekranai ir įkaitinamos efuzinės celės), pradedamas kaitinti GaAs padėklas. Iš pradžių, atidarius arseno šaltinį, padėklas įkaitinamas iki 850–870 K temperatūros, kad nusivalytų paviršius, ir tada dažniausiai yra užauginamas 0,1–0,5 μm švarus GaAs sluoksnis. Auginimo metu paviršių struktūra yra stebima greitų elektronų difraktometro liuminescenciniame ekrane [90].

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sluoksnio auginimas beveik nesiskiria nuo GaAs auginimo, tik priklausomai nuo reikalingos x AlAs molinės dalies reikia tinkamai nustatyti Al ir Ga pluoštelių intensyvumų santykį, nes šių atomų jonizacijos efektyvumas yra skirtingas bei auginant $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ padėklo temperatūra būna aukštesnė. Legiruojant įvairiomis priemaišomis galime gauti skirtingo laidumo sluoksnius. Tinkamiausios ir plačiausiai n tipo sluoksniams auginti yra naudojamas Si [93], o p tipo sluoksniams – Be [94]. Naudojant Si galima gauti plonus legiruotus sluoksnius, nes silicis silpnai difunduoja į kristalo gylį. Berilis sukuria seklų akceptorinį lygmenį, bei Be silpnai difunduoja į auginamo sluoksnio gylį ir galima gauti staigius legiravimo šuolius. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ legiruoti naudojami tie patys priemaišiniai atomai. Didinant AlAs dalį GaAs, priemaišų aktyvacijos energija išauga, o tai reiškia, kad ne visi donorai yra jonizuoti kambario temperatūroje, todėl norint $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ gauti tą patį elektronų tankį kaip ir GaAs, reikia didinti priemaišų kiekį sluoksnyje [90]. InGaAs sluoksniai auginami tokiu pačiu būdu, tik priklausomai nuo molinės dalies yra keičiami In ir Ga pluoštelių santykiai. Legiravimas vyksta tomis pačiomis priemaišomis.

Molekulių pluoštelių epitaksijos atveju GaAs padėklo temperatūra yra gan neaukšta (apie 770–870 K) ir todėl galima pasiekti lėtą augimo greitį ~ 1 nm/s [90]. Medžiagų pluoštelių sluoksnio auginimo metu galima pertraukti sklendėmis bei tokiu būdu galima keisti medžiagos ar legiravimo sudėtį. Tokius veiksmus galima atlikti per vieno atominio sluoksnio užauginimo trukmę. Tokiu būdu galima užauginti nanometrines įvairiatarpes sandūras ar legiruotas sandūras, kvantines duobes ar supergardeles [ten pat].

Užauginus reikiamus darinius ar sluoksnius, reikėtų įvertinti gauto darinio savybes, o tam tikslui reikia iširti jų elektrines savybes, o norint tą padaryti, reikia turėti tinkamus eksperimentiniam darbui kontaktus, todėl kartais susiduriama su ominių kontaktų problema, jei auginamų darinių viršutiniai sluoksniai yra silpnai legiruoti. Todėl sprendžiant šią problemą, ant užauginto darinio viršaus budavo užaugindamas 0,1–0,3 μm storio stipriai legiruotas puslaidininkio sluoksnis.

Užgarinus visus reikiamus darinio sluoksnius, reikėjo gauti reikiamas bandinių formas. Bandinių formų gavimui buvo naudojama fotolitografija. Visa puslaidininkinė plokštelė buvo dengiama fotorezistu. Vėliau su šia plokštele buvo sutapatinamas fotošablonas, per kurį plokštelė buvo apšviečiama UV spinduliuote. Toliau buvo naudojamas ėsdinimas. Jis naudojamas nereikalingos medžiagos nuo puslaidininkio pašalinimui. Toks procesas gali būti: cheminis (šlapias) [95] arba plazminis (sausas) [96]. Plačiausiai yra paplitęs cheminis ėsdinimas ėsdikliu $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$, dėl to, kad ėsdiklio sudėtyje esančios medžiagos yra prieinamos beveik kiekvienoje laboratorijoje ir nereikia labai brangių bei sudėtingų įrenginių [97]. Keičiant ėsdiklio tūrinę sudėtį, galima keisti ir ėsdinimo greitį. Ėsdiklio sudėtis nurodoma tūrio santykiais, naudojant pramoninius reagentus tokius kaip H_2O_2 , H_2SO_4 , H_3PO_4 , HNO_3 , HCl , HF [90 ir 96]. Darbe buvo pasirinktas cheminio ėsdinimo būdas dėl savo pigumo ir paprastumo bei yra žinoma darbo technologija. Nuėsdinus nereikalingą medžiagą buvo nuplaunamas ant formuojamų bandinių likęs fotorezistas. Toliau buvo naudojamas kitas fotolitografijos procesas, kurio metu buvo formuojamos vietos ominiams

kontaktams užgarinti. Reikiamose puslaidininkinio darinio vietose buvo daroma metalizacija. Mūsų atveju, ant užaugintų puslaidininkinių plokštelių buvo garinami Ni/Au/Ge/Ni/Au sluoksniai. Pastarųjų sluoksnių storiai buvo atitinkamai: 10nm/200nm/100nm/70nm/200nm. Garinimas yra atliekamas, esant 430 K temperatūrai, kad gautųsi geresnės kontakto savybės. GaAs puslaidininkinio darinio plokštelė su užgarintu metalo lydiniu yra pakaitinama, kad iš GaAs difunduotų Ga, o jo vietą užimtų Ge. Germanis galio arsenide elgiasi kaip donorinė priemaiša. Tokiu būdu gavome ploną n^+ stipriai legiruotą GaAs sluoksnį. Ni sluoksnis yra reikalingas kontakto savybėms pagerinti ir jis kaitinimo metu neleidžia susidaryti Au-Ge lašams ant GaAs paviršiaus. Užgarinus visus reikiamus sluoksnius, kontaktą reikėjo įlydyti. Azoto arba argono dujų aplinkoje bandinį greitai (400 K/min) įkaitinome iki 703 K temperatūros, kaitiname 40 s, o po to greitai atvėsiname [90].

Mikrobangų diodų rinkiniai buvo padalinti į mažesnes dalis (po kelis vienetus), o vėliau plonos (40 μm storio) aukso vielos termokompresijos būdu buvo pritvirtintos prie kiekvieno reikiamo kontakto.

2.7. Skyriaus apibendrinimas

Dėl savo universalumo, MPE metodas buvo parinktas įvairiems mūsų tirtiems puslaidininkiniams dariniams auginti. Reikiamos formos bandiniams gauti buvo naudojami keli fotolitografijos procesai bei cheminio išdėsinimo būdas dėl savo paprastumo ir pigumo.

Norint išvengti gardelės kaitimo, darbe buvo sukurtas ir pritaikytas mikrobangų impulsų laukas tiriant selektyviai legiruotus įvairiatarpius darinius. Mikrobangės spinduliuotės panaudojimas šiuo atveju leido galvaniškai atskirti krūvininkų kaitinimo ir matavimo elektrines grandines, o tai savo ruožtu padidino detektuoto signalo matavimo tikslumą. Krūvininkų judriui bei slinkio greičiui nustatyti buvo naudojami voltamperinių charakteristikų matavimai, kuriems buvo pritaikytos impulsinės įtampos rankinės ir automatizuotos metodikos. Pastarosios metodikos buvo naudojamos tirti mūsų darbe naudojamus darinius.

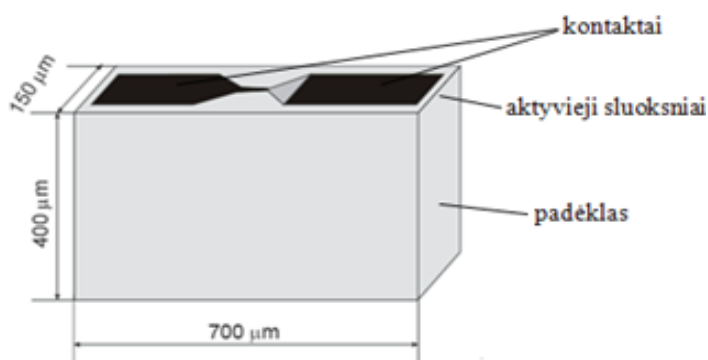
3. Mikrobangiai nesimetriniai AlGaAs/GaAs diodai

3.1. Bandiniai

Darbe buvo tiriami puslaidininkinių $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ ir $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinių bandiniai. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniai buvo užauginti *Braun Submicron Research Center* pagal sutartis Nr. RITA-2003-506095 ir Nr. HRPI-CT-2001-00114 bei Maskvoje Rusijos mokslo akademijos Mikrobangės elektronikos institute. Siekiant padidinti jutiklių, kurie veikia mikrobangų ruože, jautri, reikia didinti krūvininkų judrį medžiagoje, iš kurios jie yra gaminami. Todėl šiam tikslui buvo užauginti pseudomorfiniai $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniai su kvantinėmis duobėmis. Pastarieji bandiniai buvo užauginti Puslaidininkio fizikos instituto darbuotojo (tuometinio doktoranto) dr. A. Kozič užsienio stažuotės, kuri vyko *Cephona Centre of Excellence* (Varšuva), metu, o eksperimentiniai matavimai vyko Puslaidininkių fizikos institute, Nevienalyčių struktūrų laboratorijoje.

Darbe buvo naudojami „kristaliniai“ mikrobangų diodai, kurie buvo pagaminti iš sluoksnių, išaugintų ant padėklo.

3.1 pav. matome „kristalinio“ mikrobangų diodo scheminį vaizdą. Diodo išmatavimai yra šimtų mikrometrų eilės.



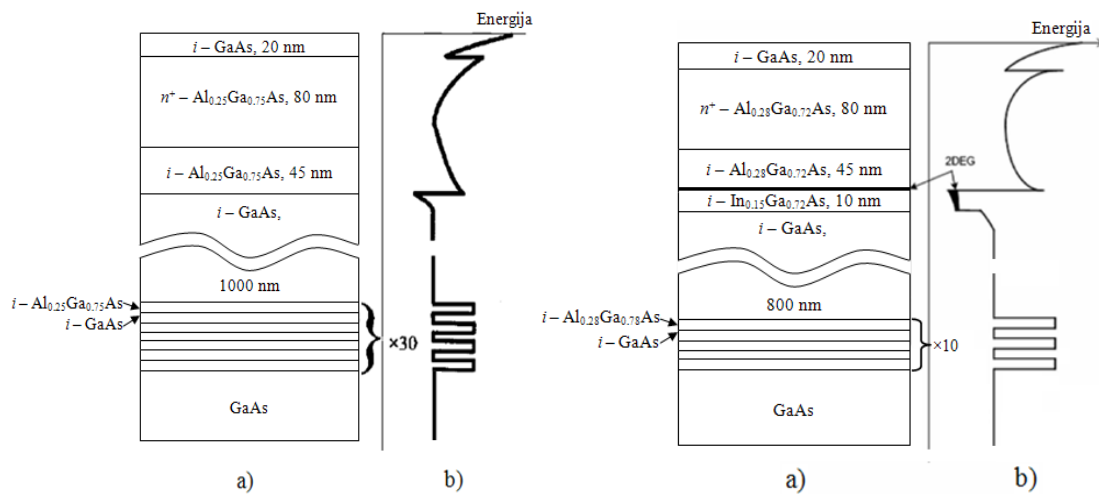
3.1 pav. Mikrobangų diodo, pagaminti kristalo pagrindu, scheminis vaizdas.

Mikrobangų diodo pagrindu, scheminis vaizdas. aktyvioji sritis turėjo nesimetrinės formos susiaurėjimus.

Mikrobangų diodų gamybai buvo naudojami puslaidininkiniai selektyviai legiruoti $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ ir $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniai. Diodų puslaidininkinės medžiagos užauginimui buvo naudojamas MPE metodas. Buvo užauginti dviejų tipų sluoksniai: su homogenišku (tolygiu)

legiravimu $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniai (3.2 pav.) ir su δ -legiravimo barjeru $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniai (3.3 pav.).

Nesimetrinė darinio mezos forma buvo gauta naudojant cheminio ėsdinimo technologiją. Ėsdinimas užbaigiamas truputį giliau negu nelegiruotas $n^+ - \text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$ sluoksnis. Horizontalus plotis siauriausios nesimetrinės formos mikrobangų diodo dalies yra iki $7 \mu\text{m}$. Antras fotolitografijos procesas buvo naudojamas metalinių kontaktų formavimui, kuris buvo anksčiau aprašytas.



3.2 pav. Selektviai legiruotos $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio a) užauginto MPE būdu ir jo energijos juostų diagrama b) [6M].

3.3 pav. MPE būdu užaugintos selektviai δ -legiruoto $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio scheminė sandara a) ir energijų diagrama b) [5M, 8M].

3.1.1. Selektviai legiruoto $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio sandara

Selektviai legiruoti $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniai buvo užauginti ant pusiau izoliuojančio GaAs padėklo, naudojant MPE metodą. 3.2 pav. yra pateiktas scheminis selektviai legiruoto darinio vaizdas bei energetinių juostų diagrama [6M]. Viršutinis 20 nm storio i -GaAs sluoksnis buvo skirtas apsaugoti AlGaAs sluoksnį nuo oksidacijos. Sluoksnio $n^+ - \text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ storis buvo 80 nm ir Si donorų tankis buvo $N_D = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nelegiruotas sluoksnis $i - \text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$, kurio storis buvo 45 nm, skyrė $n^+ - \text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ nuo $i - \text{GaAs}$ sluoksnio, kur buvo 2-DEG kanalas. $1 \mu\text{m}$ storio $i - \text{GaAs}$ sluoksnis buvo atskirtas nuo pusiau izoliuojančio GaAs pagrindo buferine supergardele iš 30

periodų nelegiruotų $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ sluoksnių. Supergardelė sumažina defektų susidarymą aktyviuosiuose sluoksniuose ir padidina krūvininkų judrį. Holo matavimai parodė, kad paviršinis elektronų tankis dvimačių elektronų dujų kanale, esant kambario temperatūrai, yra $N_{SR} = 1,35 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Esant skystojo azoto temperatūrai, išmatuotas plokštuminis elektronų tankis dvimačių elektronų dujų kanale buvo viena eile mažesnis ($N_{SN} = 1,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Elektronų judris dvimačių elektronų dujų kanale, esant kambario temperatūrai, buvo $\mu_R = 2400 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, bei žeminant temperatūrą elektronų judris žymiai didėja ir esant skystojo azoto temperatūrai jis pasiekia vertę $\mu_N = 66000 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$.

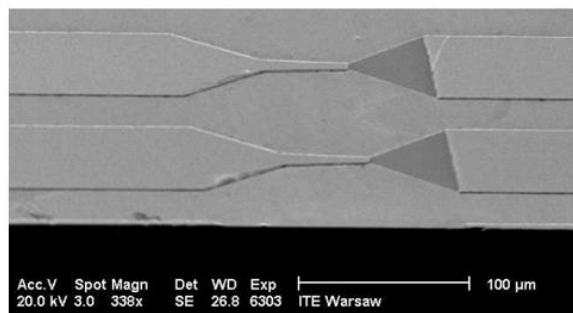
3.1.2. Pseudomorfiniai $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniai su δ -legiruotu barjeru

Pseudomorfiniai $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniai buvo užauginti MPE būdu ant pusiau izoliuojančio GaAs padėklo su supergardelinio buferiu. Supergardelinis buferis susidėjo iš dešimties nelegiruotų AlGaAs/GaAs periodinių sluoksnių. 3.3 pav. yra pateiktas scheminis užaugintos įvairiatarpės sandūros darinio vaizdas (a) dalis) ir energijos juostų diagrama (b) dalis). Viršutinis nelegiruotas 20 nm storio i -GaAs sluoksnis buvo skirtas apsaugoti $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$ sluoksnio paviršių nuo oksidacijos. Legiruoto n^+ - $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$ sluoksnio storis buvo 80 nm ir Si donorų tankis buvo $N_D \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nelegiruotas 45 nm storio i - $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$ sluoksnis skyrė legiruotą n^+ - $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$ sluoksnį nuo i -InGaAs kvantinės duobės srities, kurioje buvo formuojamas 2-DEG kanalas, kur formuojamo $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ kanalo storis buvo 10 nm. Elektronų judris 2-DEG kanale buvo $\mu_R = 6,1 \times 10^3 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, esant kambario temperatūrai, bei $\mu_N = 2,74 \times 10^5 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, esant skystojo azoto temperatūrai.

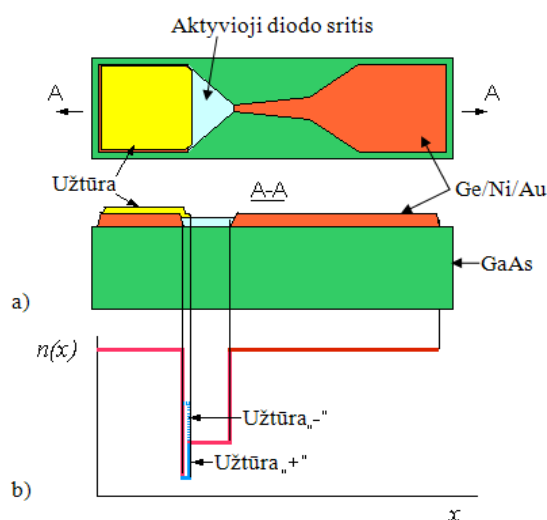
3.1.3. Bandinių paruošimas

Selektyviai legiruotų darinių nesimetrinės formos mezos buvo pagamintos naudojantis cheminiu ėsdinimu. Ėsdinimo gylis buvo truputį didesnis negu sandūros n^+ - $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ ir i - $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ sluoksnių storis,

pseudomorfinių darinių atveju, ęsdinimo gylis buvo truputęli didesnis negu $n^+ - \text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$ sluoksnio storis. Tokiu būdu buvo gauti puslaidininkiniai dariniai, kurių siauriausio nesimetrinio susiauręjimo dalies formos dydis buvo nuo 1 iki 7 μm ($d = 1 - 7 \mu\text{m}$). Kitu fotolitografijos procesu buvo formuojamos vietos metaliniams ominiams kontaktams. Palaikant $4 \cdot 10^{-4}$ Pa vakuumą, buvo užgarinti Ni/Au/Ge/Ni/Au sluoksniai, kurių storiai buvo atitinkamai: 10nm/200nm/100nm/70nm/200nm. Metaliniai kontaktai buvo formuojami naudojantis „lift-off“ technologija, t. y. kai užnešamame ant puslaidininkinės plokštelės fotoreziste yra paliekami tarpai metalams užgarinti. Užgarintų kontaktų greitas kaitinimas buvo atliekamas 40 s, esant 430 °C temperatūrai inertinių dujų aplinkoje. 3.4 pav. yra pateikta nesimetriškai susiaurintos $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio formos bandinių skenuojančio elektroninio mikroskopo (SEM) nuotrauka [98]. Atlikus šį bandinių gamybos žingsnį reikėdavo visą bandinių plokštelę suraižyti į mažus gabaliukus, kuriuos būtų galima dėti į bangolaidinį laikiklį ir atlikti reikiamus matavimus. Tokie diodai buvo vadinami tiesiog mikrobangų diodais – MWD (angl. *microwaves diodes*). Eksperimento metu taip pat buvo naudojami ir kiti diodai, kurie buvo vadinami mikrobangų diodais su užtūromis – MWDG (angl. *microwaves diodes with gates*), kadangi pastarieji diodai skyrėsi nuo anksčiau aprašytų tuo, kad juose buvo



3.4 pav. Nesimetriškai susiaurintos formos bandinių SEM nuotrauka [98].

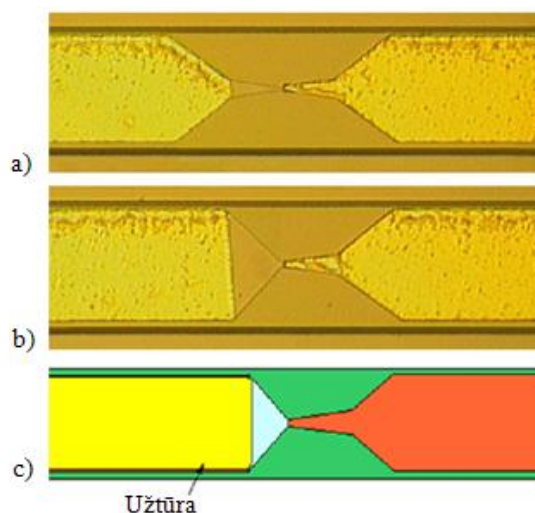


3.5 pav. Nesimetriškai susiaurintos formos selektyviai legiruotų puslaidininkinių darinių mikrobangų diodo su daline užtūra scheminis vaizdas a) ir elektronų tankio pasiskirstymas mikrobangų diode b) [6M].

formuojama užtūra. Todėl pastarųjų diodų kitu gamybos žingsniu buvo užtūros darymas. Trečias fotolitografijos procesas buvo naudojamas užtūros metalizacijos virš 2–DEG kanalo dalies gavimui. Tai pavaizduota 3.5 pav. Pirmiausia buvo užgarintas 30 nm storio Ti sluoksnis, o vėliau papildomai buvo užgarintas 300 nm storio Au sluoksnis naudojantis elektronų patranką, esant $4 \cdot 10^{-7}$ Pa vakuumui. Galutinai baigti mikrobangų diodų dariniai buvo suraižomi į mažesnius gabaliukus. Dažniausiai viename gabaliuke būdavo po keturis mikrobangų diodus, jie tarpusavyje skyrėsi susiaurėjimo plokščiui bei užtūros buvimu. Vėliau prie reikiamo diodo kontaktų termokompresijos būdu buvo tvirtinamos apie 1,5 cm ilgio 40 μm skersmens aukso vielytės.

3.2. Nesimetrinės formos mikrobangų diodų voltvatinio jautrio tyrimas

Nesimetriškai susiaurintų struktūrų jautris buvo nagrinėjamas darbe [99], kuriame buvo parodyta, kad puslaidininkinių struktūrų jautris yra proporcingas krūvininkų judriui. Darbe buvo tirtos kelių puslaidininkinių darinių pagrindu pagamintų mikrobangų diodų be užtūros (angl. MWD) ir mikrobangų diodų su užtūra (angl. MWDG) įtampos jautrio savybės. 3.6 pav. yra pateikta simetrinės formos a) mikrobangų diodo nuotrauka, b) dalyje – nesimetrinės formos mikrobangų diodo nuotrauka, o c)

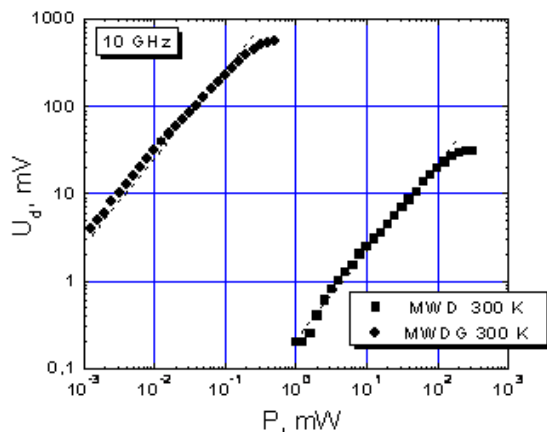


3.6 pav. Simetrinės formos mikrobangų diodo a) ir nesimetrinės formos mikrobangų diodo b) nuotraukos bei nesimetrinės formos mikrobangų diodo su užtūra c) scheminis vaizdas.

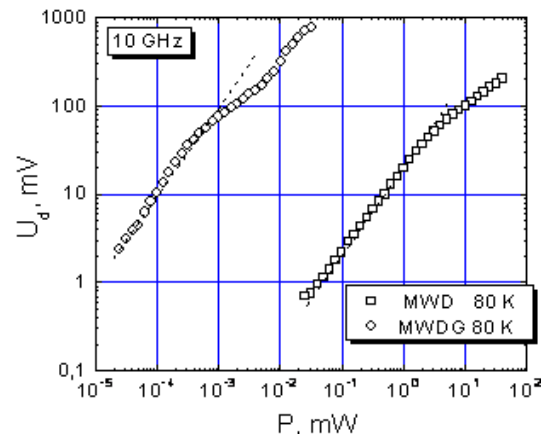
dalyje yra pateiktas nesimetrinės formos mikrobangų diodo su užtūra scheminis vaizdas. Gauti dariniai buvo dedami į stačiakampio bangolaidžio laikiklį, o jis vėliau buvo montuojamas į bangolaidinį traktą. Matavimai buvo atliekami naudojant 10 GHz dažnio magnetroninio generatoriaus impulsais

moduliuotą spinduliuotę. Impulso trukmė buvo 1,5 μ s ir pasikartojimo dažnis buvo 35 Hz.

Tiriant $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinius buvo pastebėta, kad įvairių mikrobangų diodų detektavimo charakteristikos, stebimos mikrobangų elektriniame lauke, buvo kiekybiškai skirtingos. Įtampos jautrio esminis skirtumas buvo stebimas tiriant skirtingų struktūrų mikrobangų diodus, esant kambario temperatūrai bei esant skystojo azoto temperatūrai. 3.7 ir 3.8 pav. yra pateikti detektuotos įtampos priklausomybės nuo mikrobangų elektrinio lauko galios, kai diodai turėjo užtūrą (apvalūs taškai) ir kai jos neturėjo (kvadratiniai taškai) [6M]. Diodų voltvatinių matavimų rezultatai buvo gauti, esant 10 GHz dažniui. Mikrobangų diodų voltvatinis jautris, esant kambario temperatūrai, siekė apie $S_R = 0,3 \text{ V/W}$ reikšmę, kai buvo tiriami mikrobangų diodai su užtūra voltvatinis jautris buvo žymiai didesnis ir siekė $S_R = 3 \text{ kV/W}$ reikšmę (žr. 3.7 pav.). Tiriant tuos pačius diodus, esant skystojo azoto temperatūrai, buvo gauti didesnio voltvatinio jautrio rezultatai: mikrobangų diodų be užtūros – $S_N = 25 \text{ V/W}$, o mikrobangų diodų su užtūra – $S_N = 100 \text{ kV/W}$ (žr. 3.8 pav.) [5M].



3.7 pav. Mikrobangų diodų be užtūros (kvadratiniai taškai) ir su užtūra (apvalūs taškai) voltvatinio jautrio priklausomybės, esant kambario temperatūrai.



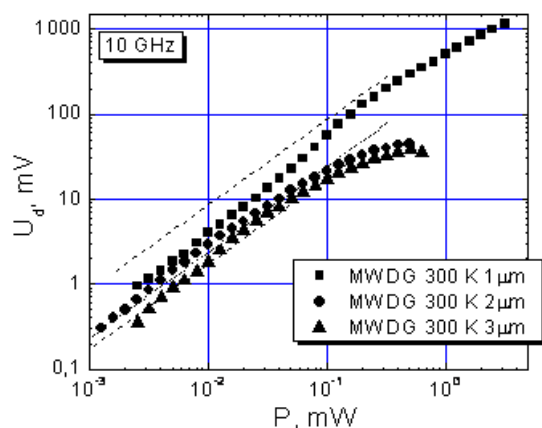
3.8 pav. Mikrobangų diodų be užtūros (kvadratiniai taškai) ir su užtūra (apvalūs taškai) voltvatinio jautrio priklausomybės, esant skystojo azoto temperatūrai.

Atkreipsime dėmesį, kad mikrobangų diodo su užtūra, esant net kambario temperatūrai, voltvatinis jautris yra dviem eilėmis didesnis negu mikrobangų

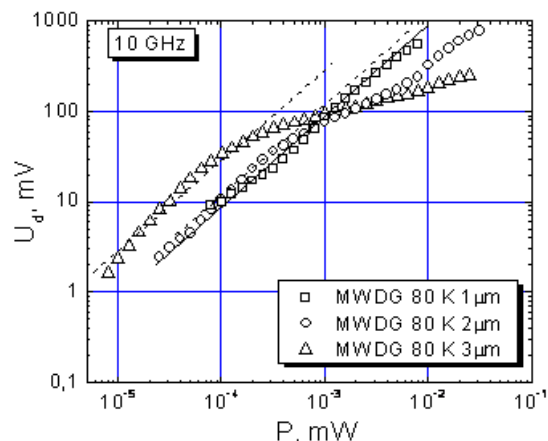
diodo be užtūros, esant skystojo azoto temperatūrai. Todėl galima teigti, kad dėl tokio didelio voltvatinio jautrio mikrobangų diodus su užtūra galima naudoti detektuojant nanovattų eilės mikrobangų elektrinio lauko galios signalus. Aptariamų diodų dinaminis diapazonas kinta plačiame mikrobangų galios ruože bei priklauso nuo diodo voltvatinio jautrio. Iš 3.7 ir 3.8 pav. matome, kad esant kambario temperatūrai, mikrobangų diodo be užtūros voltvatinis jautris tiesiškai priklauso nuo mikrobangų elektrinio lauko galios 2 mW–150 mW ruože. Mikrobangų diodo su užtūra voltvatinio jautrio charakteristikų dinaminis diapazonas yra ribojamas mažesnės mikrobangų spinduliavimo galios, t. y. voltvatinis jautris tiesiškai priklauso nuo mikrobangų elektrinio lauko galios 1 μW–0,2 mW ruože. Esant skystojo azoto temperatūrai, mikrobangų diodo be užtūros voltvatinė priklausomybė yra beveik tiesinė nuo 0,02 mW iki 40 mW mikrobangų elektrinio lauko galios ruože. Mikrobangų diodo su užtūra voltvatinė priklausomybė yra beveik tiesinė nuo 20 nW iki 1 μW mikrobangų elektrinio lauko galios ruože [6M].

Dėl geresnių detektavimo parametrų plačiau buvo nagrinėjamos mikrobangų diodų su užtūra voltvatinės priklausomybės. 3.9 pav. yra pateiktos mikrobangų diodų su užtūra, esant skirtingo pločio susiaurėjimams, voltvatinė priklausomybių charakteristikos, esant kambario temperatūrai, o 3.10 pav. – esant skystojo azoto temperatūrai. Iš 3.9 pav. galime teigti, kad mikrobangų diodo su užtūra voltvatinis jautris, esant kambario temperatūrai, yra atvirkščiai proporcingas diodo siauriausios dalies pločiui, t. y. $S_R = 400 \text{ V/W}$ jautris yra esant 1 μm pločiui, $S_R = 250 \text{ V/W}$ – 2 μm pločiui bei $S_R = 180 \text{ V/W}$ – 3 μm pločiui. Tačiau, esant skystojo azoto temperatūrai, didžiausias voltvatinis jautris $S_N = 350 \text{ kV/W}$ yra būdingas mikrobangų diodams, kurių susiaurėjimas buvo plačiausias. Mažesnių susiaurėjimų mikrobangų diodų su užtūra voltvatinis jautris buvo truputį mažesnis ir lygus apie $S_N \approx 100 \text{ kV/W}$ (esant 1 μm pločiui) bei $S_N \approx 103 \text{ kV/W}$ (esant 1 μm pločiui). Iš gautų rezultatų galime prieiti prie išvados, kad nesimetrinės formos mikrobangų diodai su užtūra yra tinkami elektromagnetinės spinduliuotės detektavimui. Šie diodai yra pagaminti iš selektyviai legiruotų struktūrų su užtūra virš 2–DEG kanalo

dalies ir yra labai įdomūs dėl jų didelio voltvatinio jautrio, esant kambario temperatūrai bei ypač didelio jautrio, esant žemoms temperatūroms. Tokių diodų, kurių susiaurėjimo plotis nereikalauja mažesnių negu kelių mikrometrų eilės dydžių ir pasiekia didelį voltvatinį jautrį, pati gamyba nėra sudėtinga, kuri jau buvo aprašyta antroje šio darbo dalyje [6M].



3.9 pav. Skirtingo mikrobangų diodo su užtūra susiaurėjimo pločio ($d = 1; 2; 3 \mu\text{m}$) voltvatinio jautrio charakteristikos, esant kambario temperatūrai.



3.10 pav. Skirtingo mikrobangų diodo su užtūra susiaurėjimo pločio ($d = 1; 2; 3 \mu\text{m}$) voltvatinio jautrio charakteristikos, esant skystojo azoto temperatūrai.

Mikrobangų spinduliuotės detektavimui gali būti sėkmingai naudojami mikrobangų diodai su užtūra dėl savo labai didelio voltvatinio jautrio. Tačiau turime paminėti, kad paveikus diodus stipria mikrobangų spinduliuote, diodų varža padidėdavo. Pvz., mikrobangų diodo su užtūra, kurio susiaurėjimo plotis yra $3 \mu\text{m}$, buvo stebimas varžos padidėjimas nuo $3,5 \text{ k}\Omega$ (prieš mikrobangų elektrinio lauko poveikį) iki $7,0 \text{ k}\Omega$ (įvykus mikrobangų elektrinio lauko poveikiui) [6M]. Varžos pokytis aiškinamas 2-DEG kanalo pokyčiu spinduliuotės poveikio metu. Taip pat pastebėsime, kad mikrobangų diodo voltvatinis jautris prieš mikrobangų galios poveikį, esant kambario temperatūrai, buvo $S_R = 170 \text{ V/W}$ ir esant skysto azoto temperatūrai – $S_N = 280 \text{ V/W}$ [6M]. O paveikus mikrobangų diodą mikrobangų elektrinio lauko spinduliuotei, jo voltvatinis jautris stipriai sumažėdavo: voltvatinio jautrio reikšmės tampa lygios $S_R = 0,2 \text{ V/W}$, esant kambario temperatūrai, bei $S_N = 70 \text{ V/W}$, esant skystojo azoto temperatūrai.

Mikrobangų diodų su užtūra voltvatinio jautrio priklausomybių nuo dažnio po mikrobangų spinduliuotės poveikio matavimai buvo atlikti, esant kambario bei skystojo azoto temperatūroms. Tiriama mikrobangų diodo susiaurėjimo plotis buvo 3 μm . Esant kambario temperatūrai, mikrobangų diodo voltvatinis jautris sumažėjo apie 40 kartų, kai mikrobangų dažnis didėjo nuo 8 GHz iki 37,5 GHz. Akivaizdesnis voltvatinio jautrio sumažėjimas didinant dažnį buvo stebimas, esant skystojo azoto temperatūrai: esant toms pačioms dažnio riboms, voltvatinis jautris sumažėjo nuo $S_N = 530 \text{ V/W}$ iki $S_N = 7,5 \text{ V/W}$, t. y. 70 kartų. Iš pateiktų mikrobangų elektrinio lauko detektavimo centimetrinių ir milimetrinių bangų ilgių ruožuose eksperimentinių rezultatų naudojant susiaurintus nesimetrinės formos 2–DEG mikrobangų diodus galime spręsti apie spinduliuotės poveikį tirtų struktūrų diodams.

Atkreipsime dėmesį, kad stipriuose elektriniuose laukuose, esant skystojo azoto temperatūrai, įvyksta karštųjų elektronų perėjimas iš puslaidininkio tūrio į paviršių. Todėl įvyksta jų pagavimas paviršiniuose lygmenyse [100]. Pridėjus stiprų elektrinį lauką, šis reiškinys sąlygoja, kad elektronų tankis puslaidininkio tūryje mažėja. Bandinio varža žymiai padidėja [101]. Mūsų atveju bandinio varža padidėdavo daugiau negu dvigubai. O detektuojamas bandinio signalo vaizdas oscilografo ekrane išlikdavo stačiakampės formos, tačiau jo vertė buvo mažesnė, nors bangolaidžiu sklido, kaip ir ankščiau, tokio pat dydžio galia.

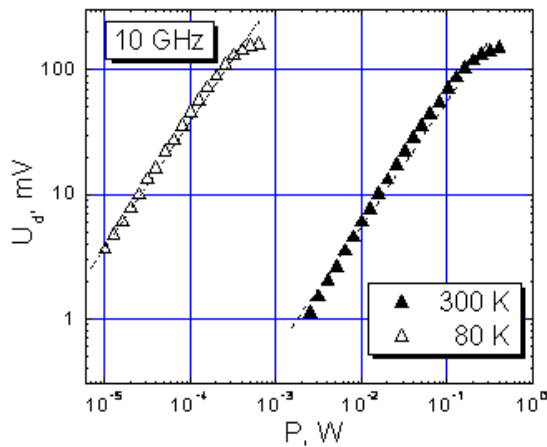
Toliau eksperimentuojant su šiais bandiniais, buvo išjungiamas mikrobangų elektrinis laukas, o pats diodas buvo apšviečiamas kaitrine ($\sim 8 \text{ V}$ ir 20 W) lempute. Mikrobangų diodo varža vėl sumažėdavo beveik iki pradinės reikšmės. Po šitos operacijos mikrobangų diodą vėl buvo galima naudoti mikrobangų elektrinio lauko detektavimui, kadangi jo jautris atsistatydavo. Esant skystojo azoto temperatūrai, pridėjus mikrobangų elektrinį lauką, taip pat buvo galima stebėti, kad bandinio padidėjusi varža tamsoje galėjo išlikti gan ilgą laiką – nuo kelių minučių iki keliolikos dienų. Ir, kaip jau buvo minėta, kad kelias sekundes apšvietus bandinį kaitrine lempute, bandinio varža

atsistatydavo į pirminę reikšmę, kuri buvo išmatuota eksperimento pradžioje, kol bandinys nebuvo veikiamas mikrobangų elektrinio lauko impulsais. Manoma, kad toks apšvietimas sukelia paviršinių lygmenų elektronų persiskirstymą ir bandinio varža įgaudavo pradinę reikšmę [ten pat].

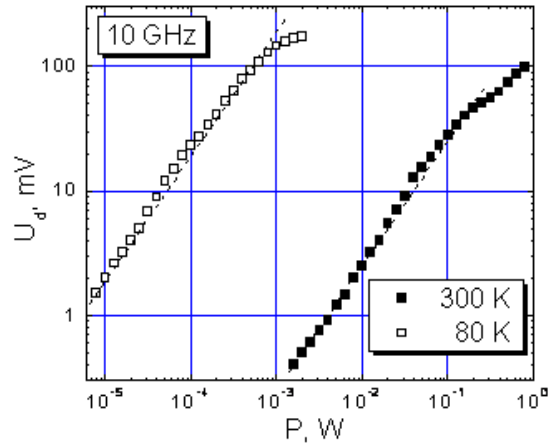
Eksperimento metu taip pat buvo tirtas selektyvaus legiravimo $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio, kuris turėjo vieną $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ laidų kanalą, voltvatinis jautris. Nesimetrinės formos selektyvaus legiravimo darinių bandiniai, kurių susiaurėjimo plotis buvo $d = 7 \mu\text{m}$, mikrobangų galios detektuotos įtampos eksperimentinės priklausomybės yra parodytos 3.11 pav. Matome, kad esant 10 GHz dažnio spinduliavimui, detektuotos įtampos signalo nuo galios priklausomybė yra tiesinė, kai mikrobangų elektrinio lauko spinduliavimo galios yra mažos. Mažinant gardelės temperatūrą labai išauga mikrobangų diodo voltvatinis jautris: t. y. esant kambario temperatūrai, jautris buvo apie $S_R \approx 0,6 \text{ V/W}$, tuo tarpu, esant skystojo azoto temperatūrai, jautris išaugo iki beveik $S_N \approx 40 \text{ V/W}$. Todėl darytina išvada, kad žeminant temperatūrą nuo kambario iki skystojo azoto, mikrobangų diodo voltvatinis jautris išaugo virš 60 kartų. Palyginus šį skaičių su santykinu elektronų judrio didėjimu, darytina išvada, kad esant skystojo azoto temperatūrai, voltvatinio jautrio padidėjimą lemia krūvininkų judrio padidėjimas [5, 8M].

Selektyvaus legiravimo $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ darinio mikrobangų diodų detektuotos įtampos reikšmės, esant kambario ir skystojo azoto temperatūroms, yra pateiktos 3.12 pav. Palyginus 3.11 ir 3.12 pav. rezultatus galime teigti, kad selektyvaus legiravimo $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ darinys yra jautresnis mikrobangų ruože, esant skystojo azoto temperatūrai, kadangi šio darinio jautris yra apie $S_N \approx 40 \text{ V/W}$, palyginti su įvairiatarpio legiravimo $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio jautriu, kuris buvo apie $S_N = 23 \text{ V/W}$. Selektivaus legiravimo $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio mikrobangų diodų jautris yra beveik dvigubai didesnis negu selektyvaus legiravimo $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio mikrobangų diodų jautris. Stebimos eksperimentinės voltvatinės charakteristikos netiesinė forma, esant didelėms mikrobangų galioms, yra aiškinama neigiamos diferencialinės varžos n -GaAs sluoksnyje atsiradimu dėl

Gano reiškinių [102]. Panašus voltvatinio jautrio skirtumas yra stebimas ir esant kambario temperatūrai [5,8M].



3.11 pav. Selektiviai legiruoto $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio detektuoto 10 GHz dažnio signalo nuo krintančios į bandinį galios priklausomybės, esant kambario ir skystojo azoto temperatūroms (punktyrinė linija vaizduoja tiesinę priklausomybę).



3.12 pav. Selektiviai legiruoto $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio detektuoto 10 GHz dažnio signalo nuo krintančios į bandinį galios priklausomybės, esant kambario ir skystojo azoto temperatūroms (punktyrinė linija vaizduoja tiesinę priklausomybę).

3.3. Skyriaus apibendrinimas

Naudojantis krūvininkų kaitinimo stipriu superaukšto dažnio lauku metodika buvo gauti tokie rezultatai:

Nesimetrinės formos selektiviai legiruoto $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio mikrobangų diodų su daline metaline užtūra voltvatinis jautris, esant kambario temperatūrai, yra apie $S_R = 200 \text{ V/W}$, ir esant skystojo azoto temperatūrai yra apie $S_N = 300 \text{ kV/W}$. Taip pat nustatyta, kad šis jautris yra 3 eilėmis didesnis negu $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio mikrobangų diodų be dalinės metalinės užtūros.

Eksperimentiškai buvo nustatyta, kad $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ (be dalinės metalinės užtūros) darinių mikrobangų diodų voltvatinis jautris yra beveik dvigubai didesnis negu $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ (be dalinės metalinės užtūros) darinio mikrobangų diodų jautris.

4. 2–DE slinkio greitis AlGaAs/GaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs ir InAlAs/InGaAs/InAlAs darinių kvantinėse duobėse

Gilesniam voltvatinų charakteristikų supratimui buvo nuspręsta iširti voltamperines nagrinėtų puslaidininkinių darinių charakteristikas, kad būtų galima gauti geresnes voltvatinio jautrio charakteristikas. Jau žinome, kad jautris padidės, padidinus krūvininkų judrį. Nagrinėjant tirtų puslaidininkinių medžiagų voltamperines charakteristikas, buvo tirtas krūvininkų slinkio greitis, kuris taip pat yra vienas iš pagrindinių veiksnių, kurie lemia diodų ir lauko tranzistorių dažnines charakteristikas.

4.1. Bandinių, skirtų tirti elektronų slinkio greičiui elektriniuose laukuose, sandara

Bandinių, skirtų tirti elektronų slinkio greičiui elektriniuose laukuose, gamybos eiga yra panaši į prieš tai aprašytą bandinių gamybą. Todėl šiuo atveju plačiau apžvelgsime pačius bandinių darinius. 4.1 lentelėje yra pateikti puslaidininkinių darinių sluoksnių storiai. Čia aptariami dariniai buvo užauginti ant InP padėklų. Buvo užaugintos trys poros $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ bandinių, kuriuose buvo 16–17 nm InGaAs kvantinė duobė [3M]. Du bandiniai turėjo vienalytę kvantinę duobę: 794 bandinio kvantinė duobė buvo legiruota siliciu iš abiejų pusių, o 802 bandinio kvantinė duobė buvo legiruota siliciu tik iš vienos pusės. Kituose bandiniuose, išlaikant bendrą kvantinės duobės plotį, buvo auginami atitinkami dariniai su siaurais InAs intarpais kvantinėje duobėje. 796 bandinyje buvo vienas intarpas kvantinės duobės viduryje, o 803 ir 805 bandinių kvantinėse duobėse buvo po du interpus, kurie buvo išdėstyti simetriškai centro atžvilgiu. 804 ir 805 bandiniai turėjo papildomus 1,1 nm pločio GaAs interpus, išdėstytus kvantinės duobės kraštuose. Tai buvo fononų sienelės $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ ir $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ sluoksnių sandūroje. GaAs ir InAs intarpų storiai buvo parinkti

tokie, kad auginimo metu šie sluoksniai liktų dvimačiais be gardelės įterpimo defektų ir įtaka elektroninei juostinei sandarai būtų minimali. Eksperimentiškai buvo nustatyti Holo judris μ_H ir plokštuminis krūvininkų tankis N_{S0} , kurie yra pateikti 4.2 lentelėje.

4.1 lentelė. $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ dariniai (kvantinės duobės kanalo plotis 16nm). Sluoksnių sudėtis ir storiai: nm, tik InP padėklo bei $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ buferinio sluoksnio storiai pateikti μm [3M]

bandinio nr.	794	796	802	803	804	805
viršutinis $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ sluoksnis	6	6	6	6	6,1	6,1
$\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ barjeras	17	17	30	30	28,1	28,1
$\delta - \text{Si}$	yra	yra	yra	yra	yra	yra
tarpinis $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ sluoksnis	4,5	4,5	6,5	6,5	6	6
$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ kanalas	17	6,75	16	4,5	13,8	GaAs 1,1
				InAs 1,2		3,47
				InAs 3,5		4,5
				InAs 1,2		4,5
				6,75		3,47
				4,5		GaAs 1,1
tarpinis $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ sluoksnis	4,5	4,5	-	-	-	-
$\delta - \text{Si}$	yra	yra	-	-	-	-
$\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ buferinis sluoksnis, μm	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24
InP padėklas, μm	400	400	400	400	400	400

4.2 lentelė. Plokštuminis krūvininkų tankis N_{S0} , krūvininkų judris μ_H nustatyti iš Holo matavimų, [3M]

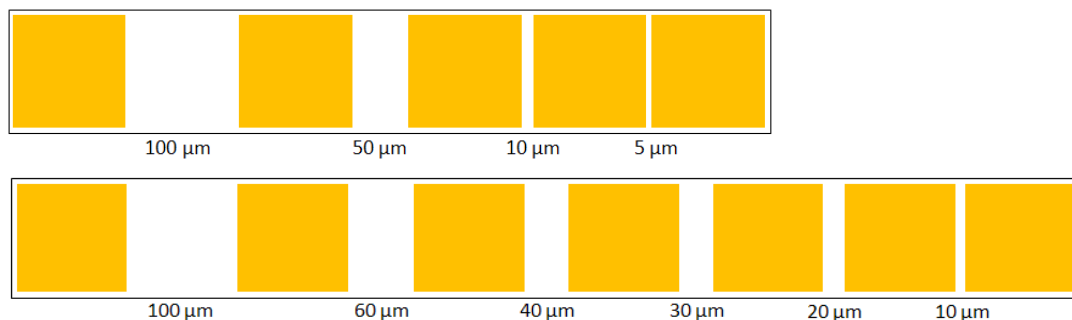
bandinio nr.	794	796	802	803	804	805
$N_{s0}, 10^{12}\text{cm}^{-2}$	3,5	2,5	1,3	1,3	1	1,2
$\mu_H, 10^3 \cdot \text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$	10,2	12,3	11,7	11,4	9,9	8,4

Taip pat buvo tiriamos įvairiatarpės sandūros dariniai, kurių parametrai yra pateikti 4.3 lentelėje. 4T tipo bandinys buvo vienos sandūros $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinys su δ -legiruotu (Si) barjeru. Šiame darinyje trikampės kvantinės duobės efektyvusis plotis ties žemiausiu elektroniniu lygmeniu buvo $z_0 = 6\text{nm}$. 660 ir 17π bandiniai buvo dviejų sandūrų $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ dariniai, kuriuose buvo dvipusis (Si) legiravimas barjere. 660 tipo bandinio kvantinės duobės plotis buvo 10 nm, o 17π kvantinės duobės plotis buvo 26 nm. 663 tipo bandinys buvo pseudomorfis dviejų barjerų $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ darinys, kuriame buvo stipriai legiruotas $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ sluoksnis.

Įvairiatarpių sandūrų voltamperinių charakteristikų matavimui buvo pagamintos 100 μm pločio ir nuo 700 iki 1400 μm ilgio (priklausomai nuo kontaktų kiekio) bandinių juostelės (4.1 pav.). Ominiai kontaktai buvo pagaminti iš Au/Ni/Ge ir jie buvo 100 μm×100 μm dydžio. Tarp šių kontaktų buvo palikti skirtingi tarpai d nuo 5 μm iki 100 μm.

4.3 lentelė. Pagrindiniai įvairiatarpių sandūrų bandinių parametrai: bandinio numeris (naudojamas darbe); kvantinės duobės plotis, nm; paviršinis elektronų tankis N_s ; elektronų judris μ . Pastabos: A – efektyvusis trikampės kvantinės duobės plotis z_0 ties žemiausia elektronų būseną [4M]

darinys (bandinio nr.)	kvantinės duobės plotis L , nm	plokštuminis elektronų tankis N_s , 10^{12}cm^{-2}	elektronų judris μ , $10^3 \cdot \text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$
$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ (4T)	6 ^A	1,18	5,1
$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (660)	10	1,0	3,1
$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (17π)	26	0,7	2,2
$\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ (663)	16	6	1,5



4.1 pav. Voltamperinių charakteristikų matavimo testinio darinio vaizdas (pilka spalva pažymėti (100×100 μm) kontaktai, skaičiai žymi atstumą tarp kontaktų).

4.2. Elektronų tankio ir judrio pokytis InGaAs kvantinėse duobėse silpnuose elektriniuose laukuose

Siekiant išsiaiškinti elektronų judrio kitimą InGaAs kvantinėse duobėse elektriniuose laukuose, buvo tirta elektronų pernaša penkių tipų InAlAs/InGaAs/InAlAs darinių su 16–17 nm pločio kvantinėmis duobėmis. Pradžioje aptarsime bandinių parametrus, esant silpniems elektriniams laukams. Tirtų darinių (bandinių nr. 794, 796, 804 ir 805), esant silpniems elektriniams laukams, parametrai yra pateikti 4.2 lentelėje. Elektronų laidumo priklausomybei nuo elektrinio lauko stiprio $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio kvantinėje duobėje ištirti buvo naudojama 100 μm pločio mezadarinio be užtūrų liniuotė su Au/Ni/Ge

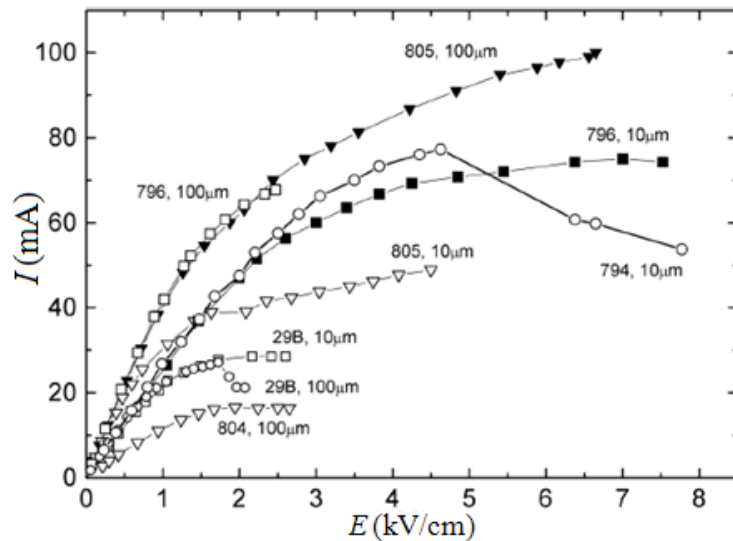
100×100 μm² ploto ominiais kontaktais, tarp kurių buvo atstumas d lygus 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60 ir 100 μm. Kartu su anksčiau aprašytais dariniais papildomai buvo tirtas vienas In_{0,7}Al_{0,3}As/In_{0,8}Ga_{0,2}As/In_{0,7}Al_{0,3}As darinys (29B), kuris nuo kitų skyrėsi tik legiravimo tankiu [1M].

4.2 pav. yra pateiktos srovės I nuo elektrinio lauko priklausomybės. Srovė I buvo matuojama išilgai InAlAs/InGaAs/InAlAs kvantinės duobės sluoksnio su selektyviai legiruotais InAlAs barjeriais. Vidutinis elektrinis laukas buvo

skaičiuojamas pagal 2.1 formulę $E = U/d$, čia U yra prie bandinio pridėta d atstumu tarp kontaktų įtampa. Šis atstumas kito nuo 10 μm iki 100 μm. Mezadarinio plotis buvo 100 μm. Kontaktų plotis apėmė visą bandinių plotį.

Elektronų judris bandiniuose buvo

nustatytas iš magnetovaržos matavimų trumpuose (10 μm ilgio) bandiniuose [1M]. 4.3 pav. yra pateiktos elektronų judrio nuo elektrinio lauko stiprio priklausomybės tirtuose bandiniuose. Galime matyti, kad $E = 0 - 4$ kV/cm stiprio elektriniuose laukuose, elektronų judris In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As darinių (796 ir 805) bandiniuose su įterptais InAs barjeriais yra didesnis negu In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As (794 ir 804) dariniuose be InAs barjerių. Selektvyviai legiruoto In_{0,7}Al_{0,3}As/In_{0,8}Ga_{0,2}As/In_{0,7}Al_{0,3}As darinio (29 B) su InAs sluoksniu judris yra didesnis negu dariniuose be InAs barjerių. Esant elektrinio lauko stipriui $E < 0,5$ kV/cm,

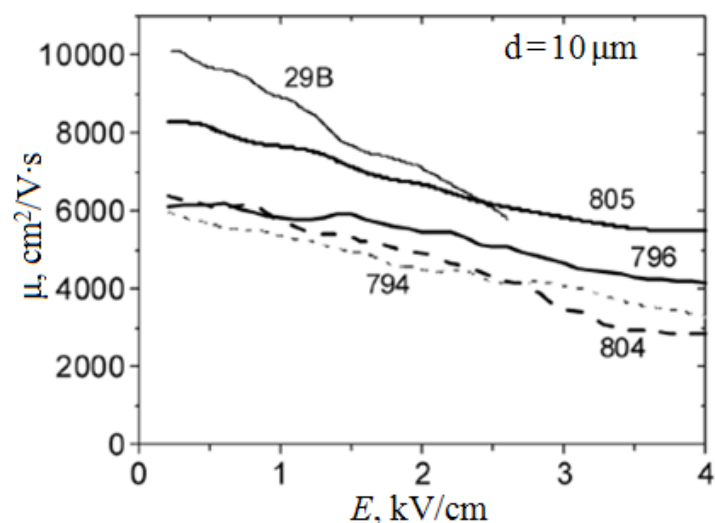


4.2 pav. Srovės išilgai InAlAs/InGaAs/InAlAs kvantinės duobės priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio, esant skirtingiems atstumams tarp ištakos ir santakos kontaktų. Rezultatai gauti, esant kambario temperatūrai [1M].

$\text{In}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}/\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}/\text{In}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ (29 B) elektronų judris yra 1,7 karto didesnis negu $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (794 ir 804) bandiniuose be barjerų. Elektronų judris $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (805) bandinyje su dviem įterptais InAs barjeriais yra 1,4 karto didesnis negu $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (794) bandinyje be barjero. $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (796) bandinyje su viengubu InAs barjeru elektronų judris beveik nesiskiria nuo elektronų judrio $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (804) bandinyje be barjerų. Didžiausias elektronų judrio augimas atitinka paskaičiuotą paviršinių (IF) fononų sklaidos spartos mažėjimą InAlAs/InGaAs dariniuose [3M, 4M, 103].

Elektronų judrio mažėjimas yra stebimas, esant elektriniams laukams $E = 0,5 \text{ kV/cm} - 4 \text{ kV/cm}$ intervale (žr. 4.3 pav.). Tai yra nagrinėjamų selektyvaus legiravimo darinių ypatybė. Šiuose dariniuose elektronų sklaida paviršiais fononais

yra dominuojanti. Kai elektrono energija viršija paviršinio fonono energiją (40–50 meV) elektronų paviršiais fononais sklaidos didėjimas sukelia elektronų judrio mažėjimą santykinai silpnuose elektriniuose laukuose. Taip pat reikėtų



4.3 pav. Elektronų judrio priklausomybė nuo elektrinio lauko skirtinguose bandiniuose. Ištininė ir brūkšninė kreivės vaizduoja atitinkamai bandinių darinius su InAs intarpais ir be jų. Rezultatai yra pateikti, esant kambario temperatūrai [1M].

atkreipti dėmesį, kad elektronų judrio mažėjimas didina slenkstinį elektrinį lauką (E_{th}) elektronų tarpšlėniniams perėjimams. Darinių slenkstinis laukas yra didesnis negu tūriniame InGaAs puslaidininkyje [1M].

Selektyviai legiruoto darinio elektronų tankis kvantinės duobės kanale yra sąlygojamas potencialų skirtumu tarp jonizuoto donorų sluoksnio ir kvantinės duobės elektronų kanalo. Kvantinės duobės kanalo laidumo priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio buvo nustatoma iš išmatuotų srovės išilgai kanalo I_{san} priklausomybių nuo pridėtos įtampos $U_{i\check{s}-san}$. Norint išvengti bandinio kaitimo, matavimai buvo atliekami ne ilgesniais negu 1,2 μ s trukmės įtampos impulsais, o šių impulsų pasikartojimo dažnis buvo 10 Hz. Buvo nustatyta $I_{san}(U_{i\check{s}-san})$ charakteristikų priklausomybė nuo kontaktų varžos ir atstumo tarp kontaktų. Kiekviename bandinyje buvo išmatuotos kelios $I_{san}(U_{i\check{s}-san})$ charakteristikų serijos, esant skirtingiems atstumams tarp kontaktų. Iš tokių matavimų galėjome spręsti apie kontaktinės varžos dydį [1M].

Iš $I_{san}(U_{i\check{s}-san})$ charakteristikų nustatytos elektronų judrių μ_{exp} reikšmės, esant silpniems elektriniams laukams ($E = 0,5$ kV/cm), yra pateiktos 4.4 lentelėje.

4.4 lentelė. InAlAs/InGaAs/InAlAs darinių parametrai: Holo judris (μ_H) ir elektronų tankis (N_{sH}) bei elektronų tankis (N_s), gauti iš magnetovaržos matavimų bandiniuose, kurių ilgis yra 10 nm ir 100 nm, kai elektrinis lauko stipris buvo $E = 0,5$ kV/cm [1M]

bandinio nr.	μ_H , $10^3 \text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$	N_{sH} , 10^{12}cm^{-2}	$N_s(0,5)$, 10^{12}cm^{-2} , 10 μm	$N_s(0,5)$, 10^{12}cm^{-2} , 100 μm
In _{0,7} Al _{0,3} As/In _{0,8} Ga _{0,2} As/In _{0,7} Al _{0,3} As (29B)	12,3	1,4	1,5	1,5
In _{0,52} Al _{0,48} As/In _{0,53} Ga _{0,47} As/In _{0,52} Al _{0,48} As (805)	8,4	1,2	1,5	3,3
In _{0,52} Al _{0,48} As/In _{0,53} Ga _{0,47} As/In _{0,52} Al _{0,48} As (796)	6,1	2,5	2,6	4,5
In _{0,52} Al _{0,48} As/In _{0,53} Ga _{0,47} As/In _{0,52} Al _{0,48} As (804)	6,2	1	1,4	2,0
In _{0,52} Al _{0,48} As/In _{0,53} Ga _{0,47} As/In _{0,52} Al _{0,48} As (794)	5,5	3,5	3,2	4,5

In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As (805 ir 796) puslaidininkiniai dariniai buvo su įterptais plonais (1–2 nm storio) InAs sluoksniais ir turėjo didesnę judrį, palyginti su In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As (804 ir 794) dariniais, kurie buvo be įterpto InAs sluoksnio. Plonas, elektronams permatomas InAs sluoksnis yra fononų barjeras arba kitaip tariant fononų sienelė [1M].

Didžiausias elektronų judris buvo In_{0,7}Al_{0,3}As/In_{0,8}Ga_{0,2}As/In_{0,7}Al_{0,3}As (29B) darinyje, kuriame buvo užauginti InAs sluoksniai [1M].

Skirtumas N_S ($E=0,5$ kV/cm) gali būti paaiškintas bandinių darinių skirtumais ir jų gamybos technologija. Galima pastebėti, kad N_S ($E=0,5$ kV/cm) reikšmė priklauso nuo atstumo tarp ominių kontaktų. Esant didesniam atstumui N_S ($E=0,5$ kV/cm) reikšmės yra didesnės. Manome, kad šis padidėjimas galėjo būti susietas su krūvininkų injekcija. Tik $\text{In}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}/\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}/\text{In}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ (29 B) bandinyje N_S ($E=0,5$ kV/cm) vertė nepriklausė nuo atstumo tarp kontaktų. Selektvyviai legiruoti dariniai pasižymi dideliu elektronų tankio pokyčiu, esant silpniems elektriniams laukams [1M].

4.3. Neigiamas savitasis laidumas ir Gano reiškinys selektyviai legiruotuose dariniuose

Neigiamas savitasis laidumas InGaAs bandinyje atsiranda dėl tarpslėninių elektronų perėjimų stipriuose elektriniuose laukuose. Elektronų tarpslėninių perėjimų slenkstinis laukas gali būti apskaičiuotas iš elektronų energijos balanso lygties vienam elektronui [1M]

$$j_{th} E_{th} = \frac{\Delta_{\Gamma L}}{\tau_E}, \quad (4.1)$$

čia $j_{th} = qv_{dr}N$ ir $v_{dr} = \mu E_{th}$, τ_E – elektrono energijos relaksacijos trukmė, $\Delta_{\Gamma L}$ – atitinka vadinamą elektrono energiją, kuriai esant vyksta Γ - L tarpslėninis perėjimas. Pagal (4.1) slenkstinis elektrinis laukas E_{th0} yra lygus [1M]

$$E_{th0} = \sqrt{\frac{\Delta_{\Gamma L}}{\tau_E \sigma}}, \quad (4.2)$$

čia $\sigma = q\mu$ – savitasis laidumas. Galima pastebėti, kad slenkstinis laukas E_{th0} auga mažėjant savitajam laidumui σ elektriniame lauke. Tūriniame InGaAs slenkstinis tarpslėninių perėjimų elektrinis laukas yra apie 5–7 kV/cm [104].

Esant statmenai kvantinės duobės plokštumai pridėtam magnetiniam laukui, savitasis laidumas trumpuose ir plačiuose bandiniuose, kurių ilgis d ir plotis w , kai $d \ll w$, yra aprašomas [1M]

$$\sigma(B) = \frac{\sigma_0}{1 + \mu^2 B^2}. \quad (4.3)$$

čia μ – judris, B – magnetinio lauko indukcija. Todėl trumpame bandinyje slenkstinis tarpslėninių perėjimų elektrinis laukas E_{th} didėja, didinant magnetinį lauką

$$E_{th}(B) = E_{th0} \sqrt{1 + \mu^2 B^2}, \quad (4.4)$$

o slenkstinė srovė mažėja, didinant magnetinį lauką

$$I_{th}(B) = \frac{I_{th0}}{\sqrt{1 + \mu^2 B^2}}. \quad (4.5)$$

Ilguose bandiniuose, kurių $d \sim w$, elektrinis laukas koncentruojasi didelės magnetovaržos srityje prie kontaktų. Todėl ilgame bandinyje tarpslėninių

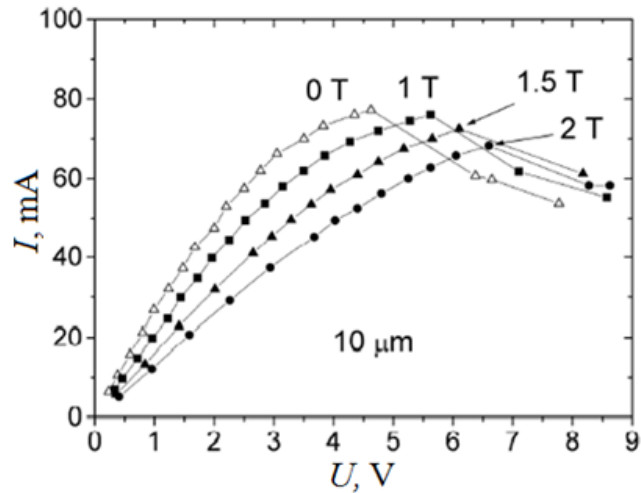
perėjimų vidutinis slenkstinis elektrinis laukas mažėja didėjant magnetiniam laukui

$$E_{th}(B) = \frac{U_{th}}{d} = \frac{E_{th0}}{\sqrt{1 + (\mu B)^2}}. \quad (4.6)$$

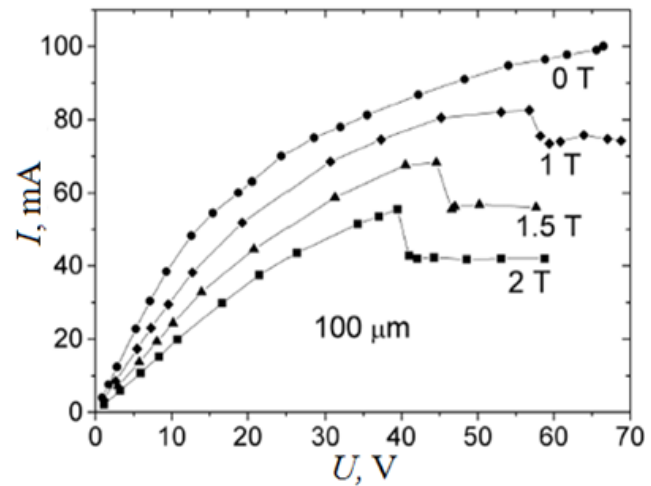
4.4 paveiksle yra parodyta $I(U)$ stebėto pokyčio trumpuose

$\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio su dvipusiu δ -legiravimu (794) bandiniuose, kurių ilgis $d = 10 \mu\text{m}$, eksperimentinė priklausomybė. Galima matyti, kad slenkstinė įtampa didėja, didinant magnetinį

lauką, o slenkstinė srovė mažėja. Tokią eigą paaiškina (4.4) ir (4.5) lygtys.



4.4 pav. $10 \mu\text{m}$ ilgio $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio su dvipusiu δ -legiravimu (794) bandinių voltamperinės priklausomybės, esant įvairioms magnetinio lauko indukcijoms [1M].

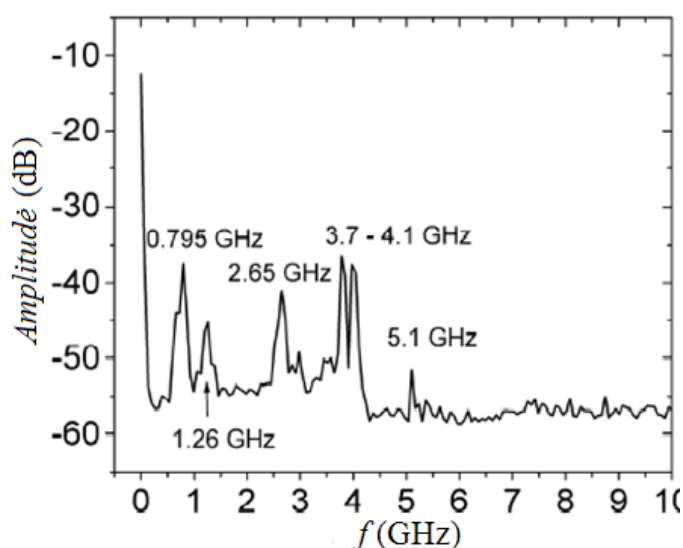


4.5 pav. $100 \mu\text{m}$ ilgio $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio su dviem siaurais InAs intarpais bei dviem papildomais GaAs intarpais (805 tipo) bandinių voltamperinės priklausomybės, esant įvairioms magnetinio lauko indukcijoms. Slenkstinės srovės staigus mažėjimas vyksta, esant didesniai magnetiniam laukui [1M].

4.5 paveiksle yra pateiktos $I(U)$ priklausomybės ilguose bandiniuose, kurių ilgis $d = 100 \mu\text{m}$ ir plotis $w = 100 \mu\text{m}$. Buvo stebėta, kad slenkstinė įtampa mažėja, didinant B , kas atitinka (4.6) formulės išraišką. Voltamperinės $I(U)$ priklausomybės rodo neigiamą diferencialinį savitąjį laidumą, esant $U > U_{\text{th}}$. Sutrikdomas potencialas išilgai kvantinės duobės kanalo, todėl kvantinėje duobėje atsiranda neigiamas savitasis laidumas dėl elektronų tankio kitimo, kuris vyksta stipriuose magnetiniuose laukuose. Kai nėra magnetinio lauko (magnetinio lauko indukcija $B = 0 \text{ T}$), nestebime jokio staigaus srovės kitimo $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio su dviem siaurais InAs intarpais bei dviem papildomais GaAs intarpais (805 tipo) bandiniuose, o yra tik sotinimasis ir galime

teigti, kad nėra neigiamos diferencialinio laidumo srities. Stipriuose magnetiniuose laukuose (magnetinio lauko indukcija $B > 1 \text{ T}$) yra stebimas staigus srovės kitimas, esant $U > U_{\text{th}}$, ir yra stebimas kitas srovės įsisotinimas (žr. 4.5 pav.).

Dėl šios priežasties gali kilti, t. y. pasireikšti, Gano reiškinys. Todėl 794



4.6 pav. $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,47}\text{As}$ darinio su δ -legiravimu (794 tipo) bandinio srovės osciliacijų, susijusių su Gano reiškiniu, spektras, esant magnetinio lauko indukcijai $B = 0 \text{ T}$ ir $U = 22,5 - 23 \text{ V}$. Bandinio ilgis yra $d = 50 \mu\text{m}$ [1M].

tipo bandiniams buvo pamatuotas osciliacijų spektras GHz dažnių ruože naudojantis „Agilent“ firmos spektro analizatoriumi, (*Agilent Spectrum Analyzer E 4407B*). Išmatuotas spektras yra pateiktas 4.6 pav. Reikėtų atkreipti dėmesį, kad osciliacijos yra stebimos labai siaurame pridėtų prie bandinio įtampų intervale, kuris yra beveik slenkstinės įtampos dydžio $U_{\text{th}} = 22,5 \text{ V}$. Osciliacijų dažnis yra atvirkščiai proporcingas elektronų slinkio trukmei išilgai bandinio: $t \approx 10^{-9} \text{ s}$, esant $U_{\text{th}} \approx 22,5 \text{ V}$. Pastarasis spektras yra gautas, kai

magnetinio lauko indukcija $B = 0$ T. 805 tipo bandiniams buvo stebimos irgi panašios osciliacijos, tačiau jų smailės nebuvo tokios ryškios.

4.4. Elektronų slinkio greitis kvantinėje duobėje stipriuose elektriniuose laukuose

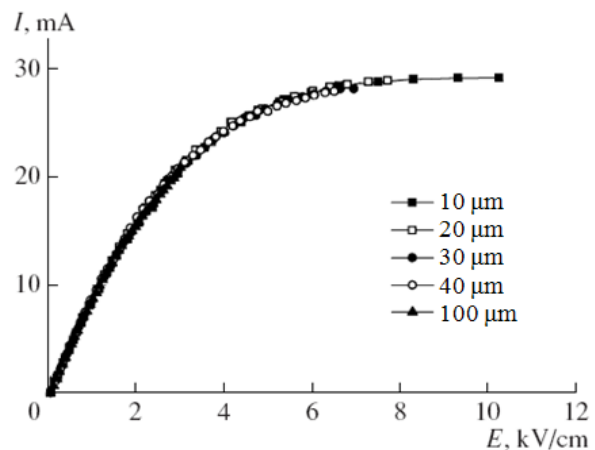
4.4.1. Elektronų slinkio greitis AlGaAs/GaAs darinių stipriuose elektriniuose laukuose

Norint nustatyti elektrono slinkio greičio kvantinėje duobėje nuo elektrinio lauko priklausomybių ypatumus, eksperimentiškai buvo išmatuotos $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ ir $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinių trijų bandinių tipų su skirtingais kvantinių duobių pločiais voltamperinės charakteristikos (žr. 4.3 lent.).

Šie bandiniai turėjo skirtingus elektronų tankius. Elektronų judriai irgi skyrėsi (žr. 4.3 lent.). Taip pat bandiniai turėjo ir skirtingo pločio kvantines duobes. 4.7 paveiksle yra pateikta srovės $I(E)$ priklausomybė nuo elektrinio lauko 4T tipo $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniuose (trikampė kvantinė duobė). Elektrinis laukas bandinyje buvo nustatytas remiantis išraiška (2.1). Visų 4T tipo $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio penkių tiriamų bandinių su skirtingais d atstumais tarp kontaktų buvo gautos vienodos srovės nuo elektrinio lauko priklausomybės. Galime padaryti išvadą, kad bandinių kontaktai neturi jokios įtakos matuojamoms darinių charakteristikoms. Elektronų slinkio greičio priklausomybė nuo elektrinio lauko atrodo taip:

$$v_{dr}(E) = I(E) / e \cdot N_s \cdot w, \quad (4.7)$$

čia w – kanalo plotis ir jis lygus $100 \mu\text{m}$, N_s – plokštuminis krūvininkų tankis, e – elektrono krūvis. 4T tipo dariniui ties srovės sotinimosi



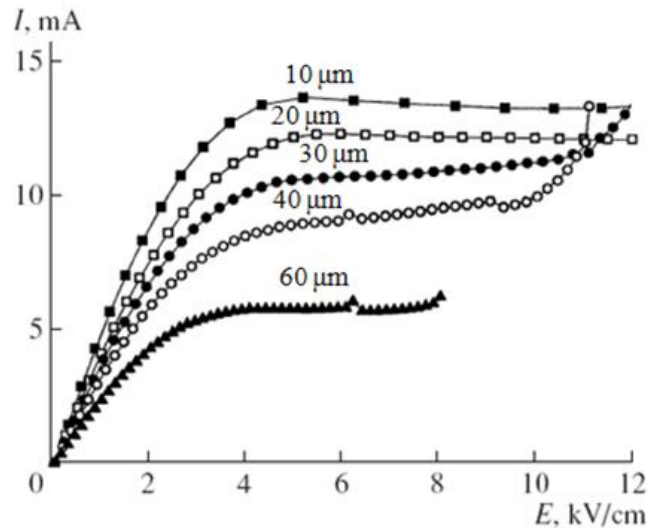
4.7 pav. 4T tipo bandinių srovės I priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio kvantinėje duobėje $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ dariniuose su skirtingais bandinių ilgiais. Grafike yra nurodyti bandinių ilgiai d [4M].

verte 30 mA atitinka slinkio greičio sotinimasis, kurio vertė $v_{sat} = 1,5 \cdot 10^7$ cm/s [4M].

Iš grafiko matome, kad srovės ir slinkio greičio priklausomybė nuo elektrinio lauko neturi neigiamo diferencialinio laidumo srities. Elektrinio lauko stipris 8 kV/cm, ties kuriuo srovė pasiekia sotį, yra žymiai didesnis negu slenkstinis 3 kV/cm elektrinio lauko stipris tarpslėniniams Γ - L elektronų permetimams, kurie lemia slinkio greičio mažėjimą tūriniame GaAs [4M].

Eksperimentiškai stebima beveik tiesinė $v_{dr}(E)$ priklausomybė (žr. 4.10 pav.) yra siejama su krūvininkų sklaidos GaAs spartos mažėjimu aukštesniuose L slėniuose [105 ir 106]. Tarpslėninis Γ - L elektronų permetimas, esant 2–4 kV/cm elektrinio lauko stipriui nesukelia neigiamo diferencialinio laidumo, kuris būtų eksperimentiškai nustatytas.

Stipriuose elektriniuose laukuose (8–12 kV/cm) slinkio greičio sotinimasis yra siejamas su elektronų permetimo iš L į X slėnį procesu [12]. Didžiausias



4.8 pav. Dviejų barjerų 660 tipo

AlGaAs/GaAs/AlGaAs bandinių srovės kvantinėje duobėje nuo elektrinio lauko stiprio priklausomybė. Bandinių kanalo ilgiai d yra pateikti prie kiekvienos kreivės. Kvantinės duobės plotis yra 10 nm [4M].

slinkio greitis, atitinkantis srovės sotinimąsi $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ bandinių (4T tipo) kvantinėje duobėje, yra 1,5 karto didesnis negu slinkio greičio sotinimosi reikšmė, 10^7 cm/s, tūriniame GaAs [4M].

Skirtingai nuo $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ (4T tipo) bandinių su vienu barjeru sandūra, dviejų barjerų $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ skirtingo QW pločio (660 – QW = 10 nm ir 17π – QW = 26 nm tipo) dariniuose, esant dvipusiam legiravimui, srovės per bandinį priklausomybės nuo elektrinio lauko labai priklauso nuo bandinio ilgio d . 4.8 pav. yra pateiktos

$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinių (660 tipo) bandinių $I(E)$ priklausomybės. Buvo tirti skirtingų ilgių d bandiniai, kurių ilgiai lygūs 10, 20, 30, 40 ir 60 μm . 4.9 pav. yra pateiktos panašios $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio (17π tipo) bandinių $I(E)$ priklausomybės, kai bandinių ilgis d buvo lygus 6, 10 ir 30 μm [4M].

Esant tam pačiam elektrinio laukos stipriui, yra stebimas ženklus srovės mažėjimas didinant bandinio ilgį d , o tai atitinka krūvininkų tankio mažėjimą kanale, didinant pridėtą prie bandinio įtampą. Elektronų tankio kitimo reiškinys GaAs kvantinės duobės kanale yra siejamas su lygiagrečių laidumo kanalų buvimu legiruotuose AlGaAs barjerų sluoksniuose [4M].

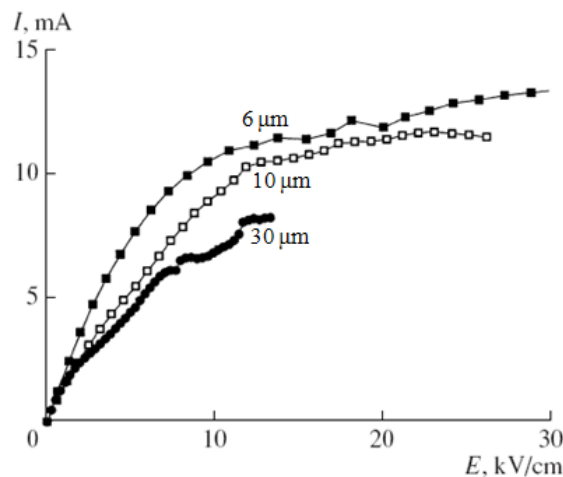
GaAs kvantinės duobės srovės nuo elektrinio lauko priklausomybėje nėra neigiamo diferencialinio laidumo srities (žr. 4.8 pav.). Tačiau lygiagrečiame AlGaAs sluoksnyje, kur elektronai nėra kvantuojami, neigiamo diferencialinio laidumo sritis atsiranda ties stipresniais laukais negu 3 kV/cm. Krūvininkų pasiskirstymo trikdys neigiamo diferencialinio laidumo srityje sukelia potencialo perskirstymą išilgai

AlGaAs sluoksnio. Jis žymiai skiriasi nuo nekintamo potencialo pasiskirstymo išilgai GaAs kanalo, kuriame yra stebimas teigiamas diferencialinis laidumas. Rezultate turime tai, kad tarp šių dviejų kanalų susidaro potencialų skirtumas ΔU_g . Potencialų skirtumo susidarymas talpoje C tarp dviejų kanalų sukelia elektronų indukavimą

$$\Delta n_{ind} = C \Delta U_g / e \quad (4.8)$$

GaAs kvantinės duobės kanale.

Krūvio pasiskirstymo trikdys išilgai AlGaAs sluoksnio yra sudėtingai aprašomas. Potencialo trikdžio amplitudė yra nustatoma iš santykio tarp



4.9 pav. Dviejų barjerų 17π tipo $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ bandinių srovės nuo elektrinio lauko priklausomybė kvantinėje duobėje. Bandinių kanalo ilgiai d yra pateikti grafike prie kiekvienos kreivės. Kvantinės duobės plotis yra 26 nm [4M].

elektrono pralėkimo atstumo d tarp elektrodų laiko t_{tr} , ir relaksacijos trukmės τ_{RC} , kuri nustato erdvinio krūvio trikdžio augimo greitį neigiamo diferencialinio laidumo srityje. Esant

$$t_{tr} = \tau_{RC}, \quad (4.9)$$

trikdys auga 2,78 kartų. Erdvinio krūvio trikdžio relaksacijos laikas τ_{RC} sluoksniuotose įvairiatarpėse sandūrose yra žymiai didesnis negu relaksacijos laikas tūrinėje medžiagoje [11]. Potencialo trikdžio amplitudė, tuo pačiu ir ΔU_g , didėja, didėjant pralėkimo trukmei

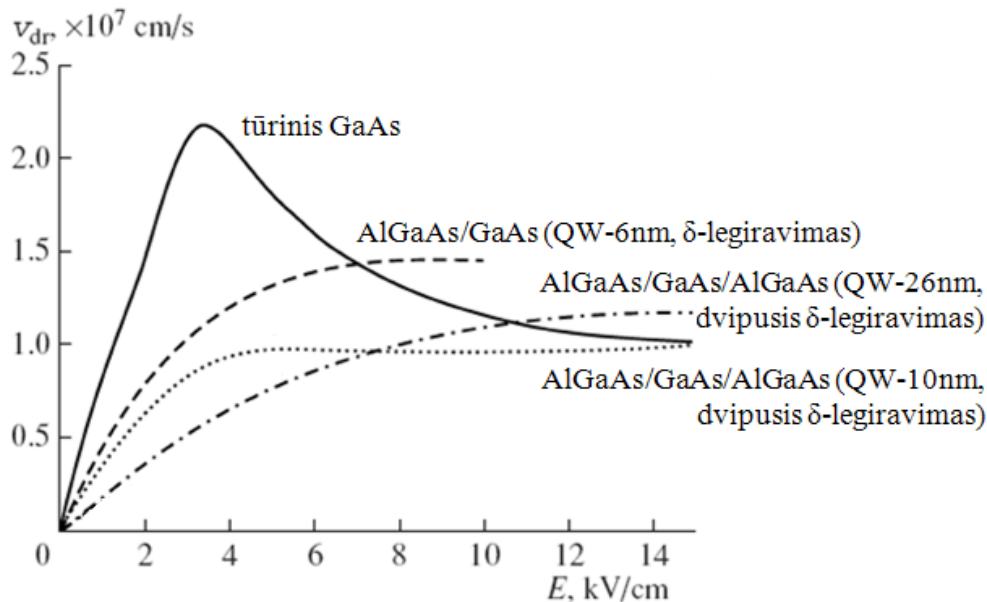
$$t_{tr} = d/v_{dr}. \quad (4.10)$$

Atitinkamai, krūvininkų trikdžio amplitudės per elektronų pralėkimo laiką dydžiai ΔU_g ir Δn_{ind} didėja, didėjant bandinio ilgiui d . Ilguose bandiniuose dėl didelės Δn_{ind} reikšmės kartu su potencialo trikdžiu išilgai lygiagrečių AlGaAs kanalų vyksta potencialo iškraipymas statmenai GaAs kvantinės duobės kanalui. Esant tokioms sąlygoms voltamperinė charakteristika tampa sudėtingesnė. Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As darinių (17 π tipo) bandiniuose voltamperinės charakteristikos iškraipymai yra stebimi jau net bandiniuose, kurių ilgis d yra 30 nm, esant pridėtai prie bandinio $U = E d$ įtampai didesnei negu 0,1 V (žr. 4.9 pav.) [4M].

Mažiausia Δn_{ind} reikšmė GaAs kanale yra bandiniuose, kurių ilgis yra mažiausias. Trumpiausi mūsų nagrinėti bandiniai turi mažiausią Δn_{ind} reikšmę. Todėl srovės nuo elektrinio lauko priklausomybės Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As darinio (17 π tipo) bandiniuose, kurių ilgis $d = 6 \mu\text{m}$ (žr. 4.9 pav.) ir Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As darinio (660 tipo) bandiniuose, kurių ilgis $d = 10 \mu\text{m}$ (žr. 4.8 pav.), gana gerai atitinka slinkio greičio nuo elektrinio lauko priklausomybes. Tikslesnį slinkio greičio srovės atitikimą būtų galima gauti, interpoliuojant srovės reikšmę, prie $d = 0$ [4M].

4.10 paveiksle yra pateiktos slinkio greičio nuo elektrinio lauko priklausomybės Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As darinių (QW = 10 ir 26 nm) ir Al_{0,25}Ga_{0,75}As/GaAs darinio (QW = 6 nm) (4T, 660 ir 17 π tipo) bandiniuose, kurie gauti įvertinus krūvininkų tankio kitimo reikšmę keičiant bandinio ilgį d . Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As darinio (660) bandinyje, kurio kvantinės

duobės plotis yra 10 nm, krūvininkų slinkio greitis sotinasi, esant 4 kV/cm elektrinio lauko stipriui ir neviršija soties slinkio greičio $v_{sat} = 10^7$ cm/s tūrinėje medžiagoje. Maksimalus slinkio greitis $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio (17π tipo) bandinyje, kurio kvantinės duobės plotis yra 26 nm, krūvininkų sotinimosi slinkio greitis yra 1,2 karto didesnis negu tūrinėje GaAs medžiagoje. Esant tokioms sąlygoms, slenkstinis slinkio greičio sotinimosi elektrinis laukas viršija 10 kV/cm. O tai atitinka [106 ir 107] darbuose padarytiems vertinimams, kuriais remiantis elektronų sklaidos optiniais fononais sparta mažėja didinant kvantinės duobės plotį. 10 nm pločio kvantinėje duobėje ši sparta yra palyginama su sklaidos sparta tūrinėje medžiagoje. O platesnėje 26 nm kvantinėje duobėje elektronų sklaidos optiniais fononais sparta yra kelis kartus mažesnė negu tūrinėje medžiagoje. Atitinkamai, slinkio greitis $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio (17π tipo, QW = 26 nm) bandinyje didėja, didinant elektrinio lauko stiprį labiau negu $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio (660 tipo, QW = 10 nm) bandiniuose [4M].



4.10 pav. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ ir $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ nanodarinių kvantinėje duobėje (QW plotis w yra parašytas prie atitinkamų charakteristikų) bandinių elektronų slinkio greičio $v_{dr}(E)$ priklausomybės nuo elektrinio lauko. Palyginimui atidėta tūrinio GaAs elektronų slinkio greičio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio [4M].

Slinkio greičio sotinimasis yra sąlygotas tarpslėniniu elektronų permetimu bei Γ slėnio neparaboliškumu. Apie tai galime spręsti iš silpno neigiamo diferencialinio laidumo, kuris yra stebimas, esant elektriniams laukams stipresniems negu E_{th} , kuriems esant slinkio greitis yra maksimalus. $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio (660 tipo) bandinyje su $\text{QW} = 10$ nm kvantine duobe slinkio greičio didėjimas yra ribojamas elektronų permetimu iš Γ slėnio į L slėnį. L slėnio elektronų judris ir sklaida siauros kvantinės duobės optiniais fononais yra maži. $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinių (17π tipo) bandinyje su $\text{QW} = 26$ nm kvantine duobe elektronų permetimas iš Γ slėnio į L slėnį neapriboja slinkio greičio didėjimo. L slėnio elektronų judris didelis, o elektronų sklaida plačios kvantinės duobės optiniais fononais yra maža. Slinkio greičio ribojimas atsiranda, esant stipresniems elektriniams laukams. Turime elektronų permetimą iš L į X slėnį [4M].

Eksperimentinės $v_{dr}(E)$ kreivės (žr. 4.10 pav.) gali būti gerai aprašytos žinoma išraiška [108]:

$$v_{dr} = \frac{\mu E}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu E}{v_{sat}}\right)^2}}, \quad (4.11)$$

čia μ – krūvininkų judris silpname lauke ir v_{sat} – krūvininkų sotinimosi greitis. Pastebėsime, kad v_{sat} priklauso nuo kvantinės duobės pločio ir didėja, didinant kvantinės duobės plotį.

(4.11) tipo formulė yra dažnai naudojama aproksimuojant lauko tranzistorių charakteristikas [69 ir 109]. Galima matyti, kad (4.11) aproksimacija, įskaitant v_{sat} priklausomybę nuo kvantinės duobės pločio, atitinka realią elektronų $v_{dr}(E)$ priklausomybę ir kvantinėje duobėje.

4.4.2. Elektronų slinkio greitis

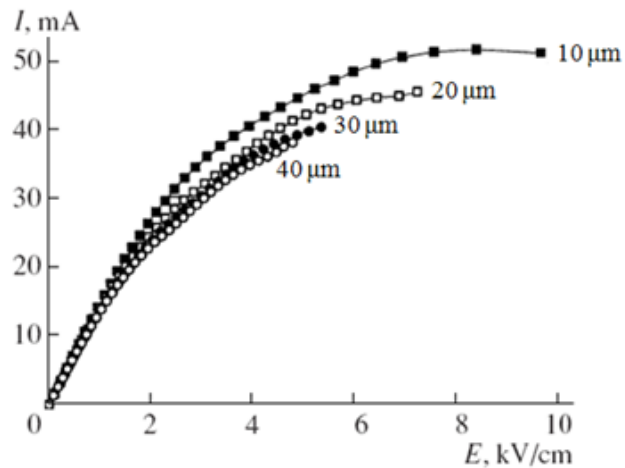
$\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ kvantinėje duobėje stipriuose elektriniuose laukuose

4.11 pav. yra pateikta elektronų srovės priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio pseudomorfiniams $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$

darinio (663 tipo) bandiniams. Ši priklausomybė yra tiesinė iki 2 kV/cm elektrinio lauko stiprio, o toliau ji nukrypsta nuo tiesinės, srovė pradeda sotintis, ir, pasiekus 7 kV/cm elektrinio lauko stiprį, srovė nuo elektrinio lauko stiprio nebesipriklauso.

Dėl stipraus $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ kanalo legiravimo elektronų tankio kitimas kanale nuo bandinio ilgio yra santykinai mažas [4M]. Iš tyrimo rezultatų

turime, kad elektronų maksimalus greitis $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ kvantinės duobės kanale yra beveik 1,3 karto didesnis negu tūriniame $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ kietajame tirpale [4M]. Tūriniame $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$, esant silpniems laukams, judris μ yra $1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ bei tokioje medžiagoje maksimalus elektronų slinkio greitis v_{dr} neviršija $4,5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ [4M]. Galime teigti, kad didelis (1,3



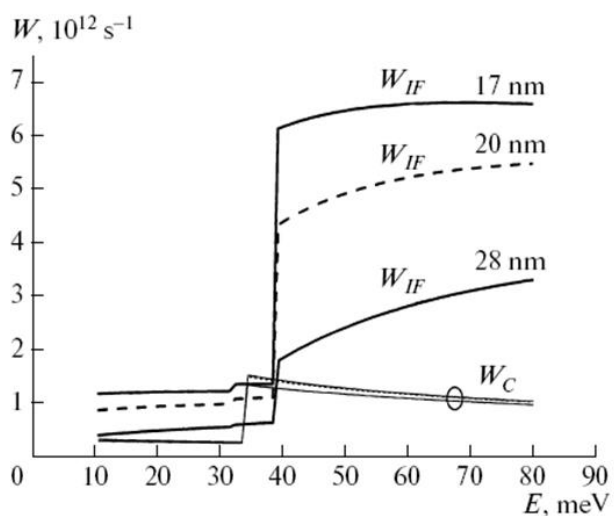
karto) slinkio greičio padidėjimas kvantinėje duobėje sąlygoja pseudomorfinio $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ darinio panaudojimą gaminant mikrobangų tranzistorius vietoj tūrinės $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ medžiagos [4M].

4.5. Elektronų sklaidos sparta poliniais optiniais fononais bei paviršiniais fononais

$\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ kvantinėje duobėje su InAs fononų sienele

Tiriant elektronų sklaidos spartą buvo naudoti $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ šešių tipų bandiniai, kurie dėl savo darinio panašumų buvo sugrupuoti į poras 794 (vienalytė QW su dvipusiu δ -

legiravimu) ir 796 (QW su siauru InAs intarpu (QW centre)), 802 (vienalytė QW su vienušiu δ -legiravimu) ir 803 (du siauri InAs intarpai (simetriškai QW centro atžvilgiu)), 804 (QW papildomi du GaAs intarpai InGaAs/InAlAs sandūroje) ir 805 (du siauri InAs intarpai (simetriškai QW centro atžvilgiu) bei papildomi du GaAs intarpai InGaAs/InAlAs sandūroje). Tirtų bandinių pagrindiniai parametrai yra pateikti 4.1 ir 4.2 lentelėse. Buvo nagrinėjama sklaidos sparta poliniais optiniais (PO) ir paviršiniaisiais (IF) fononais ir vertinama elektronų judrio didinimo galimybė In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As kvantinėje duobėje reguliuojant polinių optinių fononų ir paviršinių fononų lokalizacijos parametrus kvantinėje duobėje InAs fononų sienele. Laikoma, kad siauras InAs intarpas yra kaip fononų sienelė, t. y., kad šis sluoksnis atspindi polinius optinius fononus.



4.12 pav. yra pateiktos paskaičiuotos elektronų sklaidos fononais spartos nuo elektronų energijos $W(E)$

4.12 pav. Elektronų sklaidos paviršiniaisiais (W_{IF}) ir apribotais poliniais optiniais (W_C) fononais spartos (W) priklausomybė nuo elektronų energijos (E) kvantinėse In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As darinių duobėse, kurių plotis 17, 20 ir 28 nm (skaičiai prie kreivių) [3M].

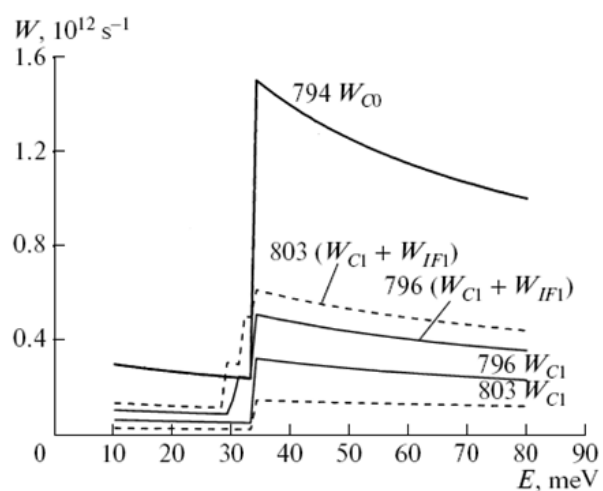
priklausomybės In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As kvantinėje duobėje bandiniuose be fononų sienelių, esant skirtingiems kvantinių duobių storiams. Šie rezultatai yra pateikti [110 ir 111] darbuose.

Skaidos sparta apribotais optiniais poliniais fononais W_C beveik nekinta, keičiant kvantinės duobės plotį 17–28 nm ribose, o elektronų sklaidos sparta W_{IF} kvantinės duobės išorinių ribų paviršiniaisiais fononais mažėja kelis kartus tose pačiose kvantinės duobės pločio ribose. Tačiau išorinių barjerų paviršiniaisiais fononais sklaidos sparta yra gerokai didesnė negu sklaidos sparta

apribotais poliniais optiniais fononais W_C . Sklaida paviršiniais fononais yra vyraujanti sklaida kvantinėje duobėje, kurios plotis yra mažesnis negu 30 nm.

Įterpiant InAs fononų sienelės į $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ kvantinę duobę yra lokalizuojami InAs fononų sienelės apriboti poliniai optiniai fononai ir paviršiniai fononai siauresnėse dviejose (QW su siauru InAs intarpu 796 bandinio) bei trijose (dviejų siaurų InAs intarpų 803 bandinio ir dviejų siaurų InAs intarpų bei dviejų papildomų GaAs intarpų 805 bandinio) siaurose fononų duobėse [3M].

4.13 paveiksle yra pateiktos elektronų sklaidos spartos priklausomybės nuo elektronų energijų bandiniams, kuriuose yra InAs intarpai. Palyginimui, šiame paveiksle yra pateikta elektronų sklaidos poliniais optiniais fononais spartos priklausomybė $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinių 794 bandiniui be InAs intarpo – W_{CO} . $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinių 796 (su siauru InAs intarpu) ir 803 (su dviem siaurais InAs intarpais) bandiniams atskirai yra pateiktos elektronų sklaidos spartos priklausomybės nuo elektronų energijos, kai yra atsižvelgiama į sklaidą lokalizuotais poliniais optiniais fononais – W_{CI} ir kai papildomai yra atsižvelgiama tik į InAs intarpų paviršinių fononų sklaidą – W_{IFI} [3M].



Siaurų InAs fononų sienelių įterpimas visa eile mažina elektronų sklaidos spartą apribotais poliniais optiniais fononais. Šis sklaidos spartos mažėjimas yra iš dalies

kompensuojamas papildoma InAs intarpų paviršiniaisiais fononais sklaida – W_{IF1} . Kvantinėse duobėse, kuriose yra InAs intarpai, sklaidos spartų suma apribotais fononų duobėje poliniais optiniais fononais ir InAs intarpų paviršiniaisiais fononais, $W_{CI}+W_{IF1}$, yra mažesnė negu elektronų sklaidos sparta poliniais optiniais fononais kvantinėje duobėje be įterpto InAs sluoksnio, W_{CO} .

Įterpiant vieną InAs sluoksnį į $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio kvantinę duobę (796 bandinys), elektronų sklaidos sparta mažėja 2,8 karto, o įterpiant du InAs sluoksnius į $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio kvantinę duobę (803 bandinys), elektronų sklaidos sparta mažėja 2,3 karto (žr. 4.13 pav.). Tai savo ruožtu reiškia, kad įterpimas kvantinėje duobėje fononų sienelių stipriai mažina elektronų sklaidos spartą ir didina elektronų judrį kvantinėje duobėje [3M].

Tačiau InAs fononų sienelė yra santykinai skaidri paviršiniams fononams nuo išorinių didelės energijos $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ barjerų. Todėl fononų sienelės įterpimas kvantinėje duobėje nekeičia sklaidos spartos paviršiniaisiais fononais nuo išorinių $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ barjerų, W_{IF0} . Santykis suminės sklaidos spartos poliniais optiniais ir paviršiniaisiais fononais, nesant InAs sluoksnio, $W_{CO}+W_{IF0}$, su sumine sklaidos sparta, esant barjerams, $W_{CI}+W_{IF1}+W_{IF0}$, yra lygus tik 1,23 – įterpus vieną InAs sluoksnį į $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio kvantinę duobę (796 bandinys) ir 1,2 – įterpus du InAs intarpus į kvantinę duobę (803 bandinys). Atitinkamai, elektronų judris, esant silpniems laukams, $\mu \approx 1 / (W_{CI} + W_{IF1} + W_{IF0})$ įvedant InAs intarpus, didėja tik 1,23 karto $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinių 794 (vienalytė QW) ir 796 (QW su siauru InAs intarpu) tirtų bandinių porai ir 1,2 karto 802 (vienalytė QW) ir 803 (QW su dviem siaurais InAs intarpais) tirtų bandinių porai [3M].

Tokiu būdu dominuojanti elektronų sklaida didelės energijos paviršiniaisiais fononais nuo išorinių $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio barjerų labai riboja elektronų judrio didėjimą, kuris galimas įterpus InAs sluoksnį į kvantinę duobę. Todėl elektronų judrio didinimo $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio kvantinėje duobėje galimybių paieškai reikėtų naudoti ne tik InAs įterptinius sluoksnius, bet ir reikėtų ieškoti

elektronų sklaidos spartos reguliavimo būdų kvantinės duobės išorinių barjerų (kuriais galėtų būti tarpiniai $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ sluoksniai) paviršiniais fononais [3M].

Didelį elektronų sklaidos paviršiniais fononais nuo kvantinės duobės išorinių sienelių spartos mažėjimą galima gauti didinant kvantinės duobės plotį iki 28 nm (žr. 4.12 pav.).

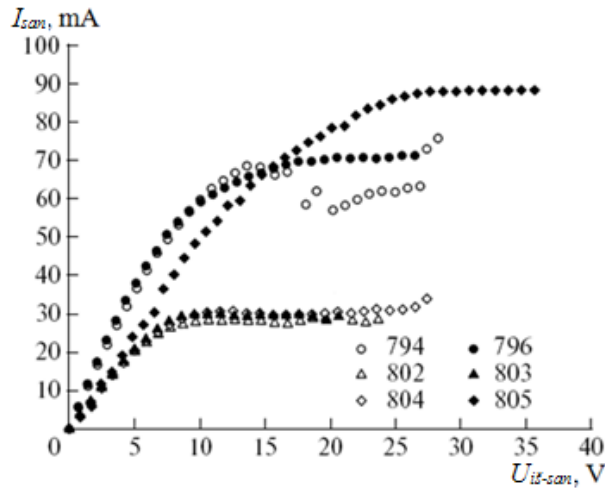
$\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ bandinių porose (802 (vienalytė QW) ir 803 (QW su dviem siaurais InAs intarpais)) bei (804 (QW su dviem papildomais GaAs sluoksniais $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ sandūroje) ir 805 (QW su dviem siaurais InAs intarpais bei dviem papildomais GaAs sluoksniais $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ sandūroje)) nestebėjome didelio elektronų judrio padidėjimo įterpus InAs barjerus į InGaAs kvantinę duobę. Tačiau $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (796) bandinyje, su InAs barjeru kvantinės duobės viduryje, elektronų judris buvo 1,4 karto didesnis negu $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (794) bandinyje be barjero, o tai jau net viršija teorinius paskaičiavimus, kur buvo laikoma, kad sklaida poliniais fononais mažėja 1,23 karto. Manoma, kad tokį $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ 796 bandinyje, su InAs barjeru kvantinės duobės viduryje, judrio didėjimą taip pat lemia santykinai didelis (3,5 nm) InAs įterpto sluoksnio storis bei šito sluoksnio įtaka elektronų posistemei, kaip buvo stebima [112 ir 113] darbuose.

Tokiu būdu eksperimentiškai buvo patvirtinta, kad polinių optinių fononų apribotais fononų duobėse, įvedant InAs barjerą į kvantinę duobę, gali sąlygoti elektronų sklaidos fononais mažėjimą, o tuo pačiu ir elektronų judrio didėjimą. Tačiau judrio didėjimą riboja didelė sklaidos sparta kvantinės duobės šoninių barjerų paviršiniais fononais.

Stipriuose elektriniuose laukuose $I_{san}(U_{i\check{s}-san})$ charakteristikos turi beveik tiesinę srovės nuo įtampos priklausomybę ir yra stebimas srovės sotinimasis, kuris yra visiškai skirtingas skirtingiems bandiniams (žr. 4.14 pav.). Jei iš $I_{san}(U_{i\check{s}-san})$ charakteristikos nustatome slinkio greičio nuo elektrinio lauko priklausomybę $v_{dr}(E)$. Prieiname prie išvados, kad $v_{dr}(E)$ priklausomybė

skirtinguose bandiniuose yra skirtinga. Slinkio greičio sotinimosi v_{sat} $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ir perėjimo prie sotinimo krizinio lauko stiprio reikšmės $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ kvantinėje duobėje skiriasi kelis kartus nagrinėjant skirtingus darbe tiriamus bandinius [3M].

Todėl mūsų bandinių stebimos beveik tiesinės srovės nuo įtampos priklausomybės ir srovės sotinimasis išilgai $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ kvantinės duobės negali būti paaiškinti tik elektronų judrio nuo elektrinio lauko priklausomybe. Šių reiškinių paaiškinimas reikalauja papildomo mechanizmo įtraukimo, kuris leistų įvertinti elektronų tankio kitimą kvantinės duobės kanale, didinant pridėtą prie kanalo įtampą [3M].



4.14 pav. Išilgai kvantinės duobės kanalo I_{san} srovės priklausomybė nuo pridėtos $U_{iis-san}$ įtampos prie trijų bandinių porų, kai atstumas d tarp kontaktų buvo $50 \mu\text{m}$ [3M].

Vienas iš galimų elektronų tankio kitimo kvantinėje duobėje mechanizmų, kai išilgai kvantinės duobės kanalo yra pridėta įtampa, yra krūvio kvantinėje duobėje indukavimas keičiant įtampą tarp dviejų lygiagrečių kanalų, kurie sudaro δ -legiruotą teigiamai įkraudų donorų sluoksnį $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ barjere ir neigiamai įkraudų elektronų sluoksnį – krūvininkų $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ kvantinėje duobėje.

4.15 pav. yra pateiktos paskaičiuotos potencialų priklausomybės laidumo juostai $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio su vienpusiu (802 bandinys) ir dvipusiu δ – Si ($d_\delta = 3\text{nm}$) legiravimu $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ barjero (794 bandinys). Yra gerai matomi $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ kvantinės duobės lygiagretūs kanalai – δ -legiruotas sluoksnis $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ barjeruose, kurie yra atskirti nuo kvantinės duobės skiriamųjų sluoksnių $4,5$ – $6,5 \text{ nm}$ storio barjeriais [3M].

Pridant išilginę įtampą $U_{iis-san}$ prie dviejų lygiagrečių kanalų – kvantinės duobės ir δ -legiruoto sluoksnio – skersinė kvantinės duobės įtampa U_{12} tarp

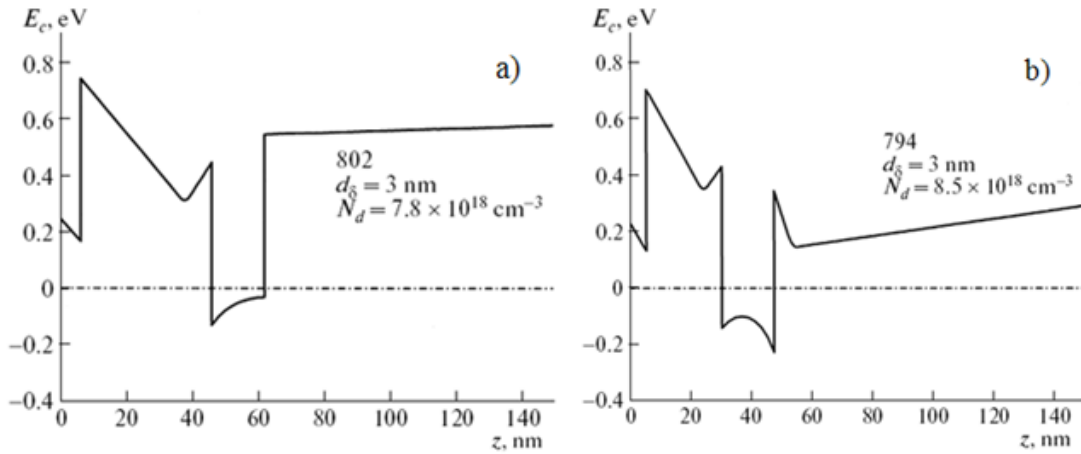
kanalų atsiranda dėl išilginių potencialų kvantinėje duobėje pasiskirstymo x koordinatės atžvilgiu skirtumo $\varphi_1(x)$ ir kitame lygiagrečiame kvantinės duobės kanale $\varphi_2(x)$:

$$U_{12}(x) = \varphi_2(x) - \varphi_1(x). \quad (4.12)$$

Potencialų skirtumas $U_{12}(x)$ tarp kanalų apsprendžia indukuotos elektronų tankio dydį ΔN kvantinėje duobėje:

$$e\Delta N(x) = C_{12}U_{12}(x), \quad (4.13)$$

čia e – elektrono krūvis ir C_{12} – talpa tarp kanalų, kuri nagrinėjamuose bandiniuose yra apsprendžiama tarpinio sluoksnio storio.



4.15 pav. $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ laidumo zonos $E_c(z)$ profiliai, esant 295 K temperatūrai: a) 802 bandinys su vienusiu δ -Si legiravimu ir b) 794 bandinys su dvipusiu δ -Si legiravimu. Skiriamuosiuose sluoksniuose donorų tankiai N_D yra $7,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ir $8,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ atitinkamai [3M].

Santykinis elektronų tankio kvantinėje duobėje pokytis yra

$$\frac{\Delta N(x)}{N_{s0}} = \frac{U_{12}(x)}{U_T}, \quad (4.14)$$

čia U_T atitinka pusiausvyrinį elektronų tankį:

$$N_{s0} = (C_{12}/q)U_T. \quad (4.15)$$

Srovės tankis, įvertinus elektronų tankio pokytį, kvantinės duobės kanalo x skerspjūvyje yra

$$j(x) = \sigma_0 \left(1 + \frac{U_{12}(x)}{U_T} \right) \frac{d\varphi_1(x)}{dx}. \quad (4.16)$$

Atitinkamai, srovė InGaAs ilgio d ir pločio w kvantinėje duobėje yra

$$I_{san} = \frac{w}{d} \int_0^d j(x) dx. \quad (4.17)$$

Elektronų indukcijos modelis kvantinėje duobėje, esant lygiagrečiam δ -legiruotam kanalui, leidžia paaiškinti didelius skirtumus eksperimentinių bandinių voltamperinių charakteristikų, potencialų skirtumo U_{12} formavimosi skirtingomis sąlygomis tarp lygiagrečių kanalų [3M].

Manome, kad bandiniuose potencialų skirtumas $U_{12}(x) = \varphi_2(x) - \varphi_1(x)$ formuojasi dėl $\varphi_1(x)$ potencialo trikdžio srityse šalia santakos kontakto, $\varphi_{san}(d)$, ir ištakos kontakto, $\varphi_{is}(0)$. Potencialas ištakos srityje lemia kanalo nuskurdinimo lygį, $\varphi_2(0) - \varphi_{is}(0) = U_{12} < 0$, o santakos srityje – kanalo praturtinimo lygį, $\varphi_2(d) - \varphi_{san}(d) = U_{12} > 0$. Esant išpildomai $\varphi_{san}(d) > \varphi_{is}(0)$ sąlygai, kvantinės duobės kanale didėja indukuotųjų elektronų tankis, o esant išpildomai $\varphi_{san}(d) < \varphi_{is}(0)$ sąlygai, kanalas yra nuskurdinamas [3M].

Kanalo nuskurdinimo atveju

$$U_{12}(x) = -\gamma\varphi_1(x), \quad (4.18)$$

atsižvelgiant į (4.17), turėsime

$$I_{san} = \frac{w\sigma_0}{d} \left(U_{is-san} - \frac{\gamma}{U_T} \cdot \frac{U_{is-san}^2}{2} \right). \quad (4.19)$$

Išraiška (4.19) aprašo $I_{san}(U_{is-san})$ beveik tiesinę priklausomybę kai yra manoma, kad elektronų judris μ_0 nuo elektrinio lauko nepriklauso. Didžiausią srovės reikšmę I_{sanmax} yra susiejama su gerai eksperimentiškai stebimu srovės sotinimu, kuris yra sąlygotas elektronų tankio kitimu kanale: $I_{sat} = I_{sanmax}$. Pagal (4.19), esant maksimaliai santakos srovei I_{sanmax} elektronų tankio pokytis kanale siekia $\Delta N/N = 0,5$. Atitinkamai, esant maksimaliai santakos srovei I_{sanmax} elektronų slinkio greitis pasiekia

$$v_{max} = I_{sanmax} / (0,5wN_{s0}) \quad (4.20)$$

reikšmę. Elektronų soties slinkio greičio v_{satmax} vertės, naudojant eksperimentines srovių sotinimosi reikšmes I_{sat} trims bandinių poroms, yra pateiktos 4.5 lentelėje. Ten pat yra pateikti elektrinio lauko vertinimai

$$E_C = v_{satmax} / \mu_0, \quad (4.21)$$

kuriems esant, vyksta srovės sotinimasis.

Šie apytiksliai vertinimai rodo labai didelius elektronų tankio pokyčius kvantinėje duobėje, kurie sukelia srovės sotinimąsi $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio laidumo kanale, nepaisant slinkio greičio tiesinės priklausomybės nuo elektrinio lauko [3M].

Išskirtinę vietą galima skirti $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (805) bandiniui, kurį gaminant iš darinio su dviem InAs intarpais ir GaAs barjeriais buvo įgyvendinta $\varphi_{san}(d) > \varphi_{is}(0)$ sąlyga, o taip pat ΔN tankis didėjo didinant U_{is-san} ir buvo galima stebėti didelę sotinimosi srovės reikšmę I_{sat} . $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio 804 (QW su dviem papildomais GaAs intarpais $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ sandūroje) ir 805 bandiniuose, esant artimoms pradinėms tankių reikšmėms N_{s0} kvantinėje duobėje, sotinimosi srovės skiriasi 3 kartus [3M].

Galima manyti, kad $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (805) bandinio (su dviem siaurais intarpais ir dviem papildomais GaAs intarpais $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ sandūroje) atveju, kad srovės įsisotinimą lemia slinkio greičio įsisotinimas ties $v_{max} \approx 5,1 \cdot 10^7$ cm/s elektriniuose laukuose stipresniuose negu 4 kV/cm. Šios slinkio greičio ir E_C elektrinio lauko reikšmės yra pateiktos 4.5 lentelėje.

4.5 lentelė. Elektronų tankio, Holo judrio, elektronų judrio silpnuose elektriniuose laukuose, sotinimosi srovės, maksimalus slinkio greitis ir srovės sotinimosi E_C elektrinio lauko vertės

$\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ bandinio nr.		μ_{exp} , $10^3 \text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$	I_{sat} , mA	v_{satmax} , 10^7cm/s	E_C , 10^3V/cm
794	Vienalytė QW su dvipusiu δ -legiravimu	6,6	69	2,5	3,8
796	QW su siauru InAs intarpu (QW centre)	9,4	69	3,4	3,6
802	Vienalytė QW su vienpusiu δ -legiravimu	10	28	2,7	2,7
803	Du siauri InAs intarpai (simetriškai QW centro atžvilgiu)	10	30	2,9	2,9
804	QW papildomi du GaAs intarpai InGaAs/InAlAs sandūroje	13,4	31	4,0	3,0
805	Du siauri InAs intarpai (simetriškai QW centro atžvilgiu) + papildomi du GaAs intarpai InGaAs/InAlAs sandūroje	12,8	89	5,1	4,0

Elektrinio lauko stipris, ties kuriuo yra perėjimas prie sotinimo E_C $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$, įvairiatarpės sandūros (794)

bandinyje su vienalyte QW yra artimas krizinei elektrinio lauko vertei (4 kV/cm), aukščiau kurios diferencialinis elektronų slinkio greitis InGaAs tampa neigiamas. Todėl elektronų tankio mažėjimo reiškinys gali būti lydimas elektronų slinkio greičio mažėjimo ir gali sukelti neigiamą laidumą bei srovės nestabilumus kvantinėje duobėje. Tokį srovės nestabilumą rodo eksperimentiškai stebėtas srovės kritimas In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As darinio (794) bandiniuose su vienalyte kvantine duobe (žr. 4.14 pav.).

4.6. Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As darinio elektronų slinkio greičio sotinimasis stipriuose elektriniuose laukuose

4.6.1. Elektronų tarpslėninė sklaida ir sklaida poliniais optiniais fononais GaAs kvantinėje duobėje ir tūrinėje medžiagoje stipriuose elektriniuose laukuose

Stipriuose elektriniuose laukuose (8–12 kV/cm) didžiausia elektronų dalis GaAs yra permetama iš Γ slėnio į aukštesnį laidumo juostos slėnį [11 ir 12]. Palyginsime elektronų sklaidą fononais L slėnyje GaAs kvantinėje duobėje stipriuose elektriniuose laukuose su sklaida tūriniame GaAs. Paprastumo dėlei, galima apsiriboti elektronų sklaida fononais žemiausioje kvantinės duobės pajuostėje. Yra siūloma, kad karštųjų elektronų temperatūra L slėniuose ties 10 kV/cm stiprio elektriniuose laukuose gali būti apytiksliai įvertinta, atsižvelgiant į vidutinę elektronų energiją ($k_B T_e = 0,05$ eV). Pastaroji reikšmė sutampa su vidutine elektronų energija L slėniuose ties 10 kV/cm stiprio elektriniuose laukuose [11 ir 12].

Elektronų judris yra ribojamas tarpslėninės ir polinių optinių fononų sklaidos procesais stipriuose elektriniuose laukuose ir gali būti apibrėžtas kaip [2M]:

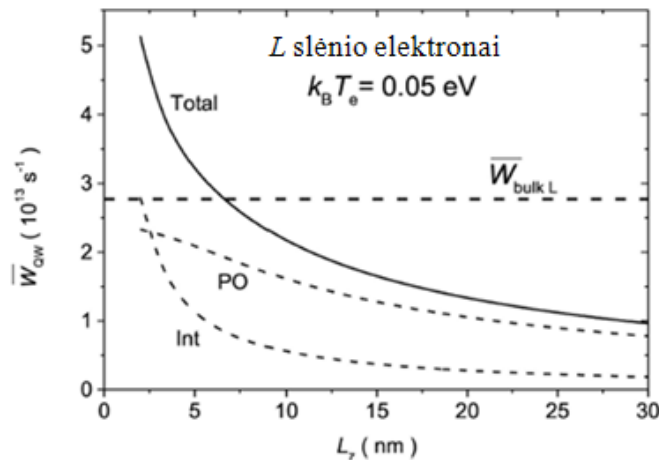
$$\mu = \frac{e}{m_L} \cdot \frac{1}{W_{po} + W_{int}}, \quad (4.22)$$

čia W – žymėsime sklaidos spartą. Sklaidos spartų tūrinėje medžiagoje $\overline{W}_{bulk} = \overline{W}_{PO\ bulk} + \overline{W}_{int\ bulk}$ santykis su sklaidos sparta kvantinėje duobėje $\overline{W}_{QW} = \overline{W}_{PO\ QW} + \overline{W}_{int\ QW}$ sutampa atvirktinių greičių santykiu v_{drQW}/v_{drbulk} :

$$\frac{\overline{W}_{bulk}}{\overline{W}_{QW}} = \frac{v_{drQW}}{v_{drbulk}}. \quad (4.23)$$

4.16 pav. yra pateikta paskaičiuotos vidinės pajuosčių sklaidos \overline{W}_{QW} priklausomybė nuo stačiakampės kvantinėje duobės pločio. Galima matyti, kad esant L_z kvantinės duobės pločiui mažesniau negu 7 nm, \overline{W}_{QW} tampa mažesnė negu \overline{W}_{bulk} tūrinėje medžiagoje. Šios elektronų slinkio greičio reikšmės GaAs kvantinėje duobėje, esant elektrinio lauko $E = 8 - 12$ kV/cm stiprio srityje viršija sklaidos spartą tūrinėje medžiagoje, kai L_z yra didesnis negu 7 nm. O kai $L_z \approx 20 - 30$ nm, tai elektronų slinkio greitis yra 2–3 kartus didesnis negu slinkio greitis tūrinėje medžiagoje.

Didinant kvantinės duobės plotį L_z , energijos tarpas tarp elektronų pajuosčių mažėja. GaAs kvantinėje duobėje, kurios plotis L_z yra didesnis negu 30 nm, energijos tarpas tarp žemiausių elektronų pajuosčių yra mažesnis negu 25 meV. Todėl kvantinėje duobėje, kuri yra platesnė negu 30 nm, papildomas elektronų vidinis tarpjuostinis perėjimas, taip pat išorinis tarpjuostinis

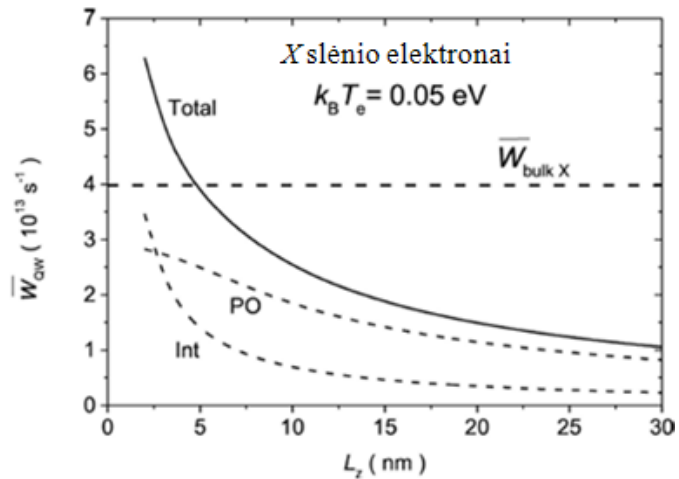


4.16 pav. Paskaičiuotos L slenio elektronų žemiausios vidinės pajuosčių sklaidos spartos \overline{W}_{QW} priklausomybės nuo stačiakampės GaAs kvantinės duobės pločio (ištininė kreivė). Palyginimui atidėta L slenio elektronų sklaidos sparta tūriniame GaAs, \overline{W}_{bulk} (brūkšninė kreivė). Kreivės su „Int“ ir „PO“ indeksai rodo tarpslėninės ir polinių optinių fononų sklaidos indėlių į bendrą „Total“ sklaidą (\overline{W}_{QW}) [2M].

perėjimas į aukštesnes kvantinės duobės pajuostas yra savaime suprantamas ir elektronų sklaida optiniais fononais didėja. Todėl kai $L_z \rightarrow \infty$, tai elektronų

sklaida optiniais fononais didėja kvantinėje duobėje artėja prie sklaidos reikšmės tūrinėje medžiagoje.

L – slėnio elektronų vidutinės sklaidos spartos paskaičiavimas trikampėje duobėje priklauso nuo vidutinio inversinio sluoksnio žemiausios pajuostės pločio z_0 ir kai $z_0 > 3$ nm, tai \overline{W}_{QW} tampa mažesnė negu $\overline{W}_{bulk X}$ tūrinėje medžiagoje. Todėl elektronų slinkio greitis trikampėje duobėje stipriuose elektriniuose laukuose viršija elektronų slinkio greitį tūrinėje medžiagoje. Atveju, kai $z_0 = 15$ nm, tai elektronų slinkio greitis trikampėje kvantinėje duobėje yra keturis kartus didesnis negu tūrinėje medžiagoje.



4.17 pav. Paskaičiuotos X slėnio elektronų žemiausios vidinės pajuosčių sklaidos \overline{W}_{QW} priklausomybės nuo stačiakampės GaAs kvantinės duobės nuo pločio (ištininė kreivė). Palyginimui atidėta X slėnio elektronų sklaidos sparta tūriniame GaAs, $\overline{W}_{bulk X}$ (brūkšninė kreivė). Kreivės su „Int“ ir „PO“ indeksai rodo tarpslėninės ir polinių optinių fononų sklaidos indėlių bendrą „Total“ sklaidą (\overline{W}_{QW}) [2M].

Išnagrinėtas elektronų sklaidos fononais modelis kvantinėje duobėje numato, kad elektronų tarpslėninė ir polinių optinių fononų sklaidos vidutinio pločio

GaAs kvantinėse duobėse stipriuose elektriniuose laukuose (8–12 kV/cm) gali būti mažiau reikšmingos negu tūriniame GaAs. Nagrinėjamuose modeliuose nebuvo įskaitytas krūvininkų m^* efektinės masės priklausomybė nuo E energijos, t. y. Γ slėnio neparaboliškumas.

Stipresniuose elektriniuose laukuose ($E > 12$ kV/cm), elektronai GaAs yra permetomi iš L slėnio į X slėnį [11 ir 12]. X slėnio elektronų vidutinės sklaidos įvertinimas, įskaitant lygiavertę tarpslėninę ir polinių optinių fononų sklaidą, yra pateiktas 4.17 pav. Skaičiavimuose buvo naudojami tokie parametrai: sklaidos deformacijos potencialas tarp X slėnių, $D_{XX} = 10^9$ eV/cm, efektyvinė elektronų masė $m_X = 0,41$, X slėnių skaičius, $N_e = 3$ ir

$k_B T_e = 0,05$ eV, kadangi esant 10–30 kV/cm stiprio elektriniams laukams, X slėnio elektronų vidutinė energija atitinka $k_B T_e = 0,05$ eV [11 ir 12]. Galima matyti, kad X slėnio elektronų sklaida optiniais fononais kvantinėje duobėje, kai kvantinės duobės plotis $L_z > 5$ nm, yra mažesnis negu sklaida tūriniam GaAs. Kai $L_z = 15$ nm, tai X slėnio elektronų slinkio greitis kvantinėje duobėje viršija slinkio greitį tūrinėje medžiagoje du kartus.

X slėnio elektronų sklaida yra didesnė (4.17 pav.) negu L slėnio elektronų sklaida (4.16 pav.). Todėl, dėl elektronų $L - X$ perėjimo, esant elektriniams laukams stipresniems negu 12 kV/cm, atsiranda srovės sotinimasis ir net neigiamo diferencialinio laidumo sritys.

4.6.2. Elektronų slinkio greitis

$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio kvantinėje duobėje stipriuose elektriniuose laukuose

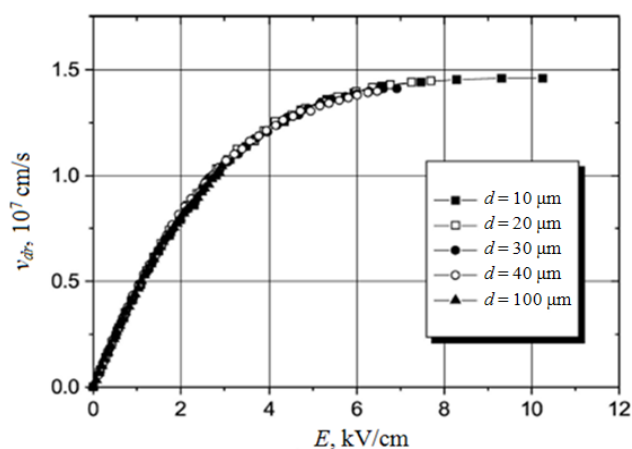
4.18 paveiksle yra pateikti selektyviai legiruotoje vienos sandūros $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio su trikampė kvantinė duobė bandinių elektronų slinkio greičio priklausomybės nuo elektrinio lauko, esant skirtingiems bandinių ilgiams. 4.18 pav. yra pateiktos elektronų slinkio greičio priklausomybės nuo elektrinio lauko selektyviai legiruotame $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinyje, kuriame buvo skirtingi kvantinės duobės pločiai. Galima matyti, kad slinkio greičio priklausomybė nuo elektrinio lauko kvantinėje duobėje, $v_{dr}(E)$, yra beveik tiesinė silpnų elektrinių laukų srityje, ir šioje priklausomybėje nėra srities, kur būtų neigiamas diferencialinis laidumas. Vertėtų pažymėti, kad sotinimosi slinkio greičio slenkstinis elektrinis laukas mažėja apie 3 kartus didėjant kvantinės duobės pločiui 10–30 nm srityje (4.18 pav.). Čia slinkio greičio nuo elektrinio lauko priklausomybės yra gautos iš eksperimentinių voltamperinių $I(U)$ charakteristikų naudojant išmatuotą silpnuose elektriniuose laukuose paviršinių elektronų tankį, N_S [2M].

4.18 pav. yra pateikta $v_{dr}(E)$ priklausomybė T tipo vienos sandūros darinio kvantinėje duobėje (žr. 4.6 lent.). Galima matyti, kad ties $E = 10$ kV/cm elektriniu lauku, elektronų slinkio greitis viršija 1,5 karto maksimalų soties

slinkio greitį tūriniam GaAs. Tai sutampa su teigiamu slinkio greičio didėjimu trikampėje kvantinėje duobėje. Trikampės kvantinės duobės aproksimacija duoda paskaičiuotą w_{bulk} / w_{QW} santykį, kuris yra lygus 1,8, kai z_0 yra 6 nm ir $N_S = 2,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

4.19 pav. yra pateikta elektronų slinkio greičio nuo elektrinio lauko stiprio priklausomybė dviejų barjerų $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ dariniuose (A, B ir C tipo bandiniai) [2M]. Pačių darnių parametrai yra pateikti 4.6 lentelėje. $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (C tipo) bandiniuose su siauromis ($L_z = 10 \text{ nm}$) kvantinėmis

duobėmis, elektronų slinkio greitis sotinasi ties elektriniais laukais stipresniais negu 6 kV/cm ir neviršija slinkio greičio tūriniam GaAs. Tai sutampa su sklaidos įvertinimu siaurai kvantinei duobei (žr. 4.15 pav.). Greičio sotinimasis vyksta, kai elektrinis laukas yra $E \geq 5 \text{ kV/cm}$ [2M].



4.18 pav. Elektronų slinkio greičio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio selektyviai legiruotoje vienos sandūros $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ darinio (trikampė kvantinė duobė, T tipo bandiniai) kanale, esant skirtingiems d atstumams tarp kontaktų [2M].

$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (A ir B su įterptais InAs monosluoksniais) bandiniuose su platesnėmis ($L_z = 30 \text{ nm}$) kvantinėmis duobėmis, yra stebimas didesnis elektronų slinkio greitis negu tūrinėje medžiagoje. Šis greitis sotinasi ties elektriniais laukais, kurie yra stipresni negu 12 kV/cm. $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio (A) bandinyje ties $E = 15 \text{ kV/cm}$, elektronų slinkio greitis viršija soties slinkio greitį tūrinėje medžiagoje 1,6 karto [2M].

Didžiausias elektronų slinkio greitis yra eksperimentiškai stebimas AlGaAs/GaAs/AlGaAs darinio (B) bandinyje su įterptais InAs monosluoksniais. Šiame darinyje buvo 3 siauri (1 monosluoksnio InAs) fononų

barjerai, skiriantys GaAs kvantinę duobę į keturias siauras fononų duobes.

Darbuose [105 ir 107]

buvo parodyta, kad

kvantinės duobės

skirstymas siauromis

InAs fononų

sienelėmis ir

lokalizavimas

apribotais poliniais

optiniais fononais

siaurose fononų

duobėse žymiai

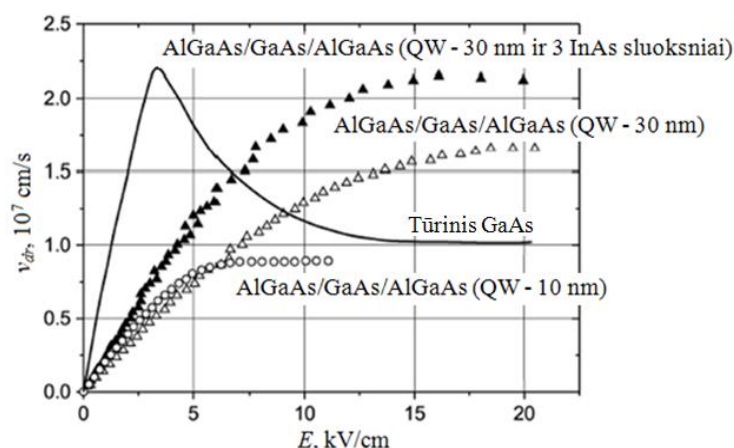
mažina elektronų

sklaidą fononais.

$Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_0$

$,3Ga_{0,7}As$ darinio (B

tipo) bandinio su



4.19 pav. Elektronų slinkio greičio v_{dr} priklausomybė nuo elektrinio lauko stipris dviejų barjerų $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ darinio, esant skirtingo pločio GaAs duobėms: 30 nm $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (A) bandiniuose bei $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (B) bandiniuose su įterptais InAs monosluoksniais ir 10 nm C bandinyje. Atstumas d tarp kontaktų yra 10 μm . $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ bandinys B turėjo 3 siaurus (1 monosluoksnio InAs) fononų barjerus, kurie buvo įterpti į GaAs sluoksnį. Ištininė kreivė rodo elektronų slinkio greičio priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio tūriniame GaAs [2M].

įterptais InAs monosluoksniais elektronų slinkio greitis ties 15 kV/cm stiprio elektriniu lauku pasiekia $2,1 \cdot 10^7$ cm/s vertę [2M]. Eksperimento duomenys patvirtino numatytą elektronų slinkio greičio didėjimą GaAs vidutinio pločio kvantinėje duobėje virš maksimalaus soties slinkio greičio tūriniame GaAs.

Panašūs eksperimentiniai elektronų slinkio greičio matavimai, esant stipriems elektriniams laukams ($E > 10$ kV/cm), kurie buvo aprašyti darbuose [4M ir 114] irgi patvirtino elektronų slinkio greičio didėjimą platesnėse negu 10 nm pločio kvantinėse duobėse, palyginti su soties slinkio greičiu tūriniame GaAs.

4.6 lentelė. Pagrindiniai eksperimentiškai tirtų bandinių parametrai. * su InAs barjeriais GaAs kvantinėje duobėje; ** vienos sandūros selektyviai legiruotas $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ darinys (trikampė kvantinė duobė); *** žemiausios pajuostės inversinio sluoksnio plotis. $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ bandinio tipas (naudojamas darbe), GaAs kvantinės duobės plotis L_z , nm; paviršinis elektronų tankis N_s

AlGaAs/GaAs/AlGaAs bandinio tipas (nr.)	GaAs kvantinės duobės plotis L_z , nm	elektronų tankis N_s , $10^{12}cm^{-2}$
$Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (A)	30	0,8
$Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (B*)	30	0,6
$Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (C)	10	1,25
$Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ (T**)	6***	2,6

4.7. Skyriaus apibendrinimas

Naudojantis stiprių nuolatinės įtampos impulsų metodika buvo gauti tokie rezultatai:

Eksperimentiškai buvo nustatyta, kad elektronų slinkio greičio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio AlGaAs/GaAs ir AlGaAs/InGaAs/AlGaAs kvantinėse duobėse yra beveik tiesinė silpnuose elektriniuose laukuose ir ši priklausomybė neturi neigiamo diferencialinio laidumo srities. Stipriuose elektriniuose laukuose elektronų slinkio greitis įsisotina. Slinkio greičio įsisotinimo reikšmės yra didesnės negu tūrinės medžiagos.

Iš krūvininkų slinkio greičio tyrimų, buvo nustatyta, kad $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio kvantinėje duobėje elektronų soties slinkio greitis yra $1,6 \cdot 10^7$ cm/s. Eksperimentiškai parodyta, kad įterpant InAs fononų barjerus į $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio GaAs sluoksnį, galima gauti didesnę elektronų soties slinkio greičio reikšmę, kuri siekia $2,1 \cdot 10^7$ cm/s. Taip pat buvo parodyta, kad įterpant InAs fononų barjerus į $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio InGaAs sluoksnį (bei esant papildomiems dviems GaAs intarpams $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,48}\text{As}$ sandūroje), elektronų soties slinkio greičio reikšmės padidėja iki $5 \cdot 10^7$ cm/s.

Eksperimentiškai buvo pademonstruota, kad polinių optinių fononų lokalizavimas fononų duobėse, įvedant InAs barjerą į $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio kvantinę duobę, gali sąlygoti elektronų sklaidos fononais mažėjimą, o tuo pačiu ir elektronų judrio didėjimą. $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinyje su vienu InAs intarpu kvantinėje duobėje krūvininkų judris padidėdavo 1,4 karto.

Darbo rezultatai

- 1) Eksperimentiškai buvo nustatyta, kad esant aktyviosios srities metalizuotai užtūrai, nesimetriškai susiaurintos formos selektyviai legiruotų AlGaAs/GaAs mikrobangų diodų jautris padidėja trimis eilėmis.
- 2) Mikrobangų diodų, pagamintų iš $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}/\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$ voltvatinis jautris yra dvigubai didesnis negu $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ diodų.
- 3) Buvo stebėta, kad $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ dariniuose didinant elektrinį lauką, slinkio greitis monotoniškai įsisotina prie stiprių (8–15 kV/cm) laukų.
- 4) Eksperimentiškai gauta, kad $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio elektronų sotes slinkio greitis yra $1,6 \cdot 10^7$ cm/s, t. y. yra didesnis negu tūrinio GaAs elektronų sotes slinkio greitis ($1 \cdot 10^7$ cm/s).
- 5) Eksperimentiškai parodyta, kad InAs fononų barjerų įterpimas į tirtų nanodarinių kvantines duobes, didina elektronų sotes slinkio greičio reikšmę.
- 6) Eksperimentiškai nustatyta, kad $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio su InAs fononų barjeriais elektronų slinkio greitis ($2,1 \cdot 10^7$ cm/s) yra didesnis negu $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ darinio be InAs fononų barjerų GaAs sluoksnyje ($1,6 \cdot 10^7$ cm/s).
- 7) $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ darinio su InAs fononų barjeriais elektronų sotes slinkio greitis padidėja iki $5 \cdot 10^7$ cm/s, priklausomai nuo legiravimo bei intarpų išsidėstymo darinio kvantinėje duobėje.

Literatūros šaltiniai

1. И. Броудай, Дж. Мерей, Физические основы микротехнологии, Москва, (1985), с. 494
2. С. Зи, Технология СБИС, Москва, (1986), Т. 1, с. 454
3. A. Kvedaravičius, R. Navickas, Silicio integrinių schemų gamybos vadovas, Vilnius, (1989), p.330
4. З. Ю. Готра, Технология микроэлектронных устройств: Справочник, Москва, (1991), с. 528
5. A. Dargys, J. Kundrotas, Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP, Vilnius, (1994), p. 264
6. Д. В. Ди Лоренцо, Д. Д. Канделуола, Полевые транзисторы на арсениде галлия. Принципы работы и технология изготовления, Москва, (1988), с. 496
7. Х. Кейси, М. Паниш, Лазеры на гетероструктурах, Москва, (1981), Т. 1, с. 300 и Т. 2, с. 364
8. M. J. Kelly, R. J. Nicholas, The physics of quantum well structures, Reports on Progress in Physics., V. 48, No. 12, (1985), pp. 1699-1741
9. R. K. Willardson, A. C. Beer, Semiconductors and Semimetals, V. 24 (Applications of Multi-quantum Wells, Selective Doping, and Superlattices – Volume Editor Raymond Dingle), San Diego, (1987), p. 512
10. М. Херман, Полупроводниковые сверхрешетки, Москва, (1989), с. 240
11. M. Shur, GaAs Devices and Circuits, New York, (1987) pp. 684
12. J. Pozela and A. Reklaitis, Solid-State Electronics V. 23, No. 9, (1980), pp. 927–933
13. B. K. Ridley and N. A. Zakhleniuk, Hot electrons under quantization conditions: I. Kinematics // Journal of Physics: Condensed Matter. V. 8, No. 44, (1996), pp. 8525–8537
14. B. K. Ridley and N. A. Zakhleniuk, Hot electrons under quantization conditions: II. The Boltzmann equation // Journal of Physics: Condensed Matter. V. 8, No. 44, (1996), pp. 8539–8552
15. B. K. Ridley and N. A. Zakhleniuk, Hot electrons under quantization conditions: III. Analytical results and new nonlinear regimes // Journal of Physics: Condensed Matter. V. 8, No. 44, (1996), pp. 8553–8581
16. W. J. Stillman, M. S. Shur, Closing the Gap: Plasma Wave Electronic Terahertz Detectors // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, V. 2, (2007), p. 209

17. N. Dyakonova, A. Fatimy, J. Lusakowski, W. Knap, Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors // *Applied Physics Letters*, V. 88, (2006), p. 141906
18. A. Juozapavičius, A. Ardaravičius, A. Sužiedėlis, A. Kozič, J. Gradauskas, J. Kundrotas, D. Seliuta, E. Širmulis, A. Ašmontas, G. Valušis, H.G. Roskos, K. Kohler, Microwave sensor based on modulation-doped GaAs/AlGaAs structure // *Semiconductor Science and Technology*, V. 19, No. 4, (2004), pp. S436–S439
19. S. Asmontas and A. Suziedelis, Microwave detector // *International Journal Infrared and Millimeter Waves*, V. 15, No. 3, (1994), pp. 525-538
20. Ю. К. Пожела, Термоэдс, обусловленная разогреванием носителей тока. – В кн.: *Актуальные вопросы физики полупроводников и полупроводниковых приборов*. Вильнюс, (1969), сс. 87–97
21. С. Ашмонтас, (под редакцией [и с предисловием] Ю. Пожелы), *Электроградиентные явления в полупроводниках*, Вильнюс, (1984), с. 184
22. М. Штенбек, Попытка определения повышения температуры носителей тока, вызываемого электрическим полем в германии // *Известия АН СССР, Серия физическая*, т. XX, №. 12, (1956), сс. 1560–1562.
23. J. K. Pozhela, K. K. Repshas, Thermoelectric Force of Hot Carriers // *Physica status solidi*, V. 27, No. 2, (1968), pp. 757–762
24. К. К. Репшас, Ю. К. Пожела, Термоэлектродвижущая сила на горячих электронах и электропроводность германия в области квадратичной зависимости от электрического поля // *Литовский физический сборник*, т. IV, № 4, (1964), сс. 485–490
25. Ю. Пожела, К. Репшас, Термоэдс в полупроводниках, обусловленная горячими носителями тока // *Литовский физический сборник*, т. VI, № 4, (1966), сс. 523–537
26. В. Денис, Ю. Пожела, Горячие электроны, Вильнюс, (1971), с. 292
27. J. Pozhela, K. Repshas, V. Shilalnikas, Hot current carriers in Ge and Si // *In Proceedings of International Conference on Physics of Semiconductors*, Exeter, (1962), p. 149–151
28. J. K. Carlin, Y. K. Pozhela, Some Remarks on Microwave Excitation of dc by Hot Electrons in Germanium // *Proceedings of the IEEE*, V. 53, No. 11, (1965), pp. 1788–1790

29. Т. Банис, Ю. Пожела, К. Репшас, Исследование постоянной электродвижущей силы, возникающей в полупроводниках в сильном переменном электрическом поле // Литовский физический сборник, т. VI, №. 3, (1966), сс. 415–425
30. Т. Я. Банис, А. Ю. Даргис, Ю. К. Пожела, Постоянная электродвижущая сила, возникающая при воздействии на полупроводник СВЧ-электрическими полями кратных частот // Радиотехника и электроника, т. 15, вып. 8, (1970), сс. 1695–1700
31. А. Даргис, И. Паршелюнас, Методы измерения вольтамперных характеристик сильными СВЧ полями, Вильнюс, (1982), с. 82
32. С. И. Гечаускас, Ю. К. Пожела и К. К. Репшас, Характеристики датчика измерителя импульсной мощности с.в.ч. кремниевым чувствительным элементом // Приборы и техника эксперимента, № 3, (1970), сс. 182–183
33. Ю. К. Пожела, К. К. Репшас и С. И. Гечаускас, Бюллетень Изобретения № 1, кл. 21e, 36/02 (1969). Авторское свидетельство 232374 (1966)
34. С. П. Ашмонтас, Ю. К. Пожела, К. К. Репшас, Биградиентная эдс носителей тока // Литовский физический сборник, т. XI, №. 2, (1971), сс. 243–245
35. S. Ašmontas, J. Gradauskas, A. Sužiedėlis, G. Valušis, Submicron semiconductor structure for microwave detection // In Proceedings of 25th Conference Micro-and Nano-Engineering, September 21 – 23. – 1999, Rome, Italy, M. Gentili, E. Di Fabricio, G. Meneghini, EDS. (Elsevier, Amsterdam-Lausanne-New York-Oxford-Shannon-Tokyo), V. 53, No.1-4, (2000) pp. 553-556
36. S. Ašmontas, J. Gradauskas, A. Sužiedėlis, Wide frequency band radiation detector // In Proceedings of International Conference on Millimeter and Submillimeter Waves and Applications III. Edit. M.N. Afsar, SPIE V. 2842, 1996, pp. 434-441
37. Е. В. Кучис, Галваномагнитные эффекты и методы их исследования, Москва, (1990), с. 264
38. П. С. Киреев, Физика полупроводников, Москва, (1975) с. 584
39. V. Karpus, Dvimačiai elektronai, Vilnius, (2004), p. 530
40. S. Štaras, Puslaidininkinės ir funkcinės elektronikos įtaisai, Vilnius (2005), p.468

41. A. Juodviršis, M. Mikalkevičius, S. Vengris, Pusedininkiu fizikos pagrindai, Vilnius (1985) p. 352
42. A. Matulis, Kietojo kūno fizika, Vilnius, (2000), p. 224
43. М. Е. Левинштейн, Ю. К. Пожела, М. С. Шур, Эффект Ганна, Москва, (1975), с. 288
44. W. Shockley, Circuit element utilizing semiconductive material // U. S. Patent 2,569,347 (1951)
45. А. И. Губанов, Теория контакта двух полупроводников с проводимостью одного типа // Журнал технической физики, Т. 21, вып. 3, (1951), сс. 304–315; К теории контактных явлений в полупроводниках // Журнал технической физики, Т. 22, вып. 5, (1952), сс. 729–735
46. R. L. Anderson, Experiments on Ge-GaAs heterojunction // Solid-State Electronics V. 5 (1962), pp. 341–351
47. Ж. И. Алферов, Гетеропереходы в полупроводниковой электронике близкого будущего // Физика сегодня и завтра, Серия «Современные тенденции развития науки», Ленинград, (1973), сс. 61–89
48. Я. А. Федотов, В. С. Засед, Э. А. Матсон, Перспективы и проблемы электроники гетеропереходов // Полупроводниковые приборы и их применение, выпуск 25, Москва, (1971), сс. 102–127
49. R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices // Applied Physics Letters, V. 33, No.7, (1978), pp. 665–667
50. H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, M. D. Sturge, Two-dimensional electron gas at a semiconductor- semiconductor interface // Solid State Communications, V. 29, (1979), pp. 705–709
51. L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, Electron mobilities exceeding $10^7 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ in modulation-doped GaAs // Applied Physics Letters, V. 55, No. 18, (1989), pp. 1888–1890
52. V. Karpus, Theoretical limit of mobility of two-dimensional electrons in GaAs, Semicond. Sci. Technol., V. 5, No. 7, (1990), pp. 691–694
53. E. F. Shubert, K. Ploog, The δ -Doped Field-Effect Transistor // Japanese Journal of Applied Physics, V. 24, No. 8, (1985), pp. L608–L610
54. E. F. Shubert, Delta doping of III-V compound semiconductors: Fundamentals and device applications // Journal of Vacuum Science & Technology A, V. 8, No. 3, (1990), pp. 2980–2996
55. Р. Смит, Полупроводники, Москва (1982), с. 560

56. P. N. Butcher, The Gunn effect // (Executive Editor A. C. Stickland) Reports on Progress in Physics, V. XXX, Part I, (1967), pp. 97–148
57. B. K. Ridley, Specific Negative Resistance in Solids // proceedings of the Physical Society, V. 82, No. 6, (1963), pp. 954–966
58. J. B. Gunn, Instabilities of Current in III-V Semiconductors // IBM Journal of research and development, V. 8, No. 2 (1964), p. 141–159
59. Ю. Пожела, Физика сверхбыстродействующих транзисторов, Вильнюс, (1985), с. 112
60. H. Arabshahi, M. R. Khalvati, and M. Rezaee Rokn-Abadi, Temperature and Doping Dependencies of Electron Mobility in InAs, AlAs and AlGaAs at High Electric Field Application // Brazilian Journal of Physics, V. 38, No. 3A, (2008), pp. 293-296
61. Ю. Пожела, Физика быстродействующих транзисторов, Вильнюс, (1989), с. 264
62. P. M. Solomon, H. Morkoc, Modulation-Doped GaAs/AlGaAs Heterojunction Field-Effect Transistors (MODFET's), Ultrahigh-Speed Device for Supercomputers // IEEE Transaction on Electron Devices, V. ED-31, No. 8, (1984), pp. 1015–1027
63. R. Dingle, New High-Speed III–V Devices for Integrated Circuit // IEEE Transaction on Electron Devices, V. ED-31, No. 11, (1984), pp. 1662–1667
64. А. А. Кальфа, А. С. Тагер, Гетероструктуры с селективным легированием и их применение // Многослойные полупроводниковые структуры и их сверхрешетки, Горкий, (1984), сс. 104–131
65. I. C. Kizilyalli, K. Hess, J. L. Larson et al., Scaling Properties of High Electron Mobility Transistors // IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. ED–33, No. 10, (1986), pp. 1427–1433
66. А. Ю. Матуленис, Ю. К. Пожела, Е. А. Шимулите и др., подвижность электронов в варизонном эпитаксиальном $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с разнодолинным $\Gamma - X$ -переходом // Физика и Техника Полупроводников, том 9, вып. 3, (1975), сс. 572–575
67. H. Hida, T. Itoh, K. Ohata, A Novel 2DEGFET Model Based on the Parabolic Velocity-Field Curve Approximation // IEEE Transaction on Electron Devices, V. ED-33, N. 10, (1986), pp.1580–1586
68. H. Hida, Y. Akiba, Y. Suzuki, H. Toyoshima, K. Ohata, High-Efficiency Power 2DEGFETS Based on Surface Undoped Layer $n\text{-AlGaAs/GaAs}$

- Selectively Doped Structure for Ka-Band // *Electronics Letters*, V. 22, No. 16, (1986), pp. 862–864
69. М. Шур, *Современные приборы на основе арсенида галлия*, Москва, (1991), с. 632
 70. S. P. Svensson, Theoretical Analysis of the Layer Design of Inverted Single-Channel Heterostructure Transistors // *IEEE Transaction on Electron Devices*, Vol. ED-34, N. 5, (1987), pp. 992–1000
 71. K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, H. Morkoc, Charge control model of an “inverted” GaAs–(AlGa)As modulation doped structure // *Journal of Vacuum Science & Technology B*, V. 2, No 2, (1984), pp. 113–116
 72. K. Inoue, H. Sakaki, J. Yoshino, Field-dependent transport of electron in selectively doped AlGaAs/GaAs/AlGaAs double-heterojunction systems // *Applied Physics Letters*, V. 47, No. 6, (1985), pp. 614–616
 73. H. Daembkes, G. Weiman, Multiple quantum well AlGaAs/GaAs field-effect transistor structures for power applications // *Applied Physics Letters*, V. 52, No. 12, (1988), pp. 1404–1406
 74. T. E. Zipperian, L. R. Dawson, T. J. Drummond, J. E. Schibert, I. J. Fritz, GaAs/(In,Ga)As, *p*-channel, multiple strained quantum well field-effect transistors with high transconductance and high peak saturated drain current // *Applied Physics Letters*, V. 52, No. 12, (1988), pp. 975–977
 75. K. Inoue, H. Sakaki, A New Highly-Conductive (AlGa)As/GaAs/(AlGa)As Selectively-Doped Double-Heterojunction Field-Effect Transistor (SD–DH–FET) // *Japanese Journal of Applied Physics*, V. 23, No. 2, (1984), pp. L61–L63
 76. A. Lučun, *Plonųjų manganių sluoksnių savybių tyrimas elektromagnetiniuose laukuose*, daktaro disertacija, Vilnius, (2008), p. 104
 77. J. B. Gunn, Microwave oscillations of current in III-IV semiconductors // *Solid state communications*, V. 1, No. 4, (1963), pp. 88–91
 78. E. J. Ryder, W. Shockley, Mobilities of Electrons in High Electric Fields // *Physical Review*, V. 81, No. 1, (1951), p. 139–140
 79. E. J. Ryder, Mobility of Holes and Electrons in High Electric Fields // *Physical Review*, V. 90, No. 5, (1953), p. 766–769
 80. K. J. Schmidt-Tiedemann, Experimentelle Untersuchungen zum Problem der heißen Elektronen in Halbleitern // *Festkörper probleme*, Band 1, (Herausgegeben von F. Sauter), (1962), pp. 122–174
 81. J. B. Gunn, A simple bridge circuit for the accurate measurement of pulse impedance // *Journal of Scientific Instruments*, V. 33, No. 9, (1956), p. 364

82. K. Seeger, Microwave Field Dependence of Drift Mobility in Germanium // *Physical Review*, V. 114, No. 2, (1959), pp. 476–481
83. А. Ю. Даргис, Измерение дрейфовой скорости в твердых телах, Вильнюс, 1987, с. 204
84. V. Petkun, Mikrobangų detekcija nevienalyčiuose puslaidininkiniuose dioduose, baigiamasis magistro darbas, Vilnius (2004), p. 66
85. V. Petkun, V. Kazlauskaitė, A. Sužiedėlis, Automatizuota bandinių voltamperinių charakteristikų matavimo sistema, naudojami prietaisai, neturinčius universaliosios sąsajos // PFI 2006 metų mokslinės konferencijos darbai, (2006)
86. С. А. Медведев, Введение в технологию полупроводниковых материалов, Москва, (1970), с. 504
87. В. В. Крапунин, И. А. Соколов, Г. Д. Кузнецов, Физико-химические основы технологии полупроводниковых материалов, Москва, (1982), с. 352
88. Ю. М. Таиров, В. Ф. Цветков, Технология полупроводниковых и диэлектрических материалов, Москва, (1990), с. 424
89. Handbook on Semiconductors, Volume 3 (Materials, properties and preparation, Volume editor S. P. Keller), Series editor T. S. Moss, Amsterdam, (1980), p. 926
90. J. Kundrotas, GaAs/AlGaAs technologija, Vilnius, (1999), p. 114
91. К. Н. Ploog, Molecular beam epitaxy-fundamental growth aspects and selected contributions and applications of low-dimensional semiconductors structures in “Fabrication, Properties and Applications of Low-Dimensional Semiconductors (Editors: M. Balkanski, I Yanchev, Dortrecht)”, (1995), p. 58
92. A. Y. Cho, K. Y. Cheng, Growth of extremely uniform layers by rotating substrate holder with molecular beam epitaxy for applications to electro-optic and microwave devices // *Applied Physics Letters*, V. 38, No. 4, (1981), pp. 360-362
93. Травление полупроводников (перевод с английского, редактор В. С. Хангулова), Москва, (1965), с. 384
94. A. Y. Cho, Impurity profiles of GaAs epitaxial layers doped with Sn, Si and Ge grown with molecular beam epitaxy // *Journal of Applied Physics*, V. 46, No. 4, (1975), pp. 1733–1735

95. M. Plegems, Beryllium doping and diffusion in molecular-beam epitaxy of GaAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ // *Journal of Applied Physics*, V. 48, No. 3, (1977), pp. 1278–1287
96. К. Сангвал, Травление кристаллов: теория, эксперимент, применение, Москва, (1990), с. 496
97. Г. Ф. Ивановский, В. И. Петров, Ионно-плазменная обработка материалов, Москва, (1960), с. 232
98. A. Kozič, Įvairialyčių A^{III}B^V darinių tyrimas mikrobangoje, daktaro disertacija, Vilnius, (2008), p. 94
99. H. Zhao, Y.-T. Chen, J.H. Yum, Y. Wang, F. Zhou, F. Xue, J.C. Lee, Effects of barrier layers on device performance of high mobility $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ metal-oxide-semiconductor field-effect-transistors // *Applied Physics Letters*, V. 96, (2010), p. 102101
100. Z. S. Gribnikov, K. Hess, G. A. Kosinovsky, Nonlocal and nonlinear transport in semiconductors: Real-space transfer effects // *Journal of Applied Physics*, V. 77, No. 4, (1995), p. 1337-1373
101. С. Ашмонтас, В. Клейза, Вольт-амперные характеристики несимметрично суженных образцов из высокоомного кремния, *Физика и Техника Полупроводников*, том 45, вып. 3, (2011), сс. 295–298
102. S. Asmontas, J. Gradauskas, D. Seliuta, A. Suziedelis, E. Sirmulis, G. Valusis, Application of hot-carrier thermo-electromotive force for measurement of pulsed microwave and infrared radiation // *Journal of Thermoelectricity*, No. 4, (1998), p.15
103. J. Požela, K. Požela, V. Jucienė, A. Shkolnik, Hot electron transport in heterostructures // *Semiconductor Science and Technology*, V. 26, No. 1, (2011), p. 014025
104. M. Inoue, K. Ashida, T. Sugino, J. Shirafuji, Y. Inuishi, Velocity-Field Characteristics in III-V Mixed Crystals, $\text{GaSb}_x\text{As}_{1-x}$ and $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ // *Japanese Journal of Applied Physics*, V. 12, No. 6, (1973), pp. 932–933
105. Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене, С. Балакаускас, В.П. Евтихийев, А.С. Школьник, Ю. Стораста, А. Мекис, Повышение подвижности электронов в двухбарьерной гетероструктуре AlGaAs/GaAs/AlGaAs при введении в квантовую яму GaAs тонких InAs-барьеров для полярных оптических фононов // *Физика и Техника Полупроводников*, том 41, вып. 12, (2007), сс. 1460–1465

106. J. Požela, K. Požela, V. Jucienė, Electrons scattering by interface polar optical phonons in double barrier heterostructures // *Lithuanian Journal of Physics*, V. 47, No. 1 (2007), p. 41–49
107. Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене, Рассеяние электронов на захваченных поверхностных полярных оптических фононах в двухбарьерной гетероструктуре // *Физика и Техника Полупроводников*, том 41, вып. 9, (2007), сс. 1093-1098
108. L. Reggiani, *Hot-Electron Transport in Semiconductors*, Modena, (1994), p. 276
109. M. Tomizawa, K. Yokoyama, A. Yoshii, Hot-Electron Velocity Characteristics at AlGaAs/GaAs Heterostructures // *IEEE Electron Device Letters*, V. EDL-5, No. 11, (1984), pp. 464–465
110. Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене, А. Сужеделис, А.С. Школьник, С.С. Михрин, В.С. Михрин, Взаимодействие электронов с локализованными в квантовой яме оптическими фононами // *Физика и Техника Полупроводников*, том 43, вып. 12, (2009), сс. 1634–1640
111. J. Požela, K. Požela, A. Shkolnik, A. Sužiedėlis, V. Jucienė, S. Mikhrin, V. Mikhrin, High-field electron mobility in InGaAs quantum wells // *Physica Status Solidi C*, V. 6, No. 12, (2009), pp. 2713–2715
112. T. Akazaki, K. Arai, T. Enoki, Y. Ishii, Improved InAlAs/InGaAs HEMT Characteristics by Inserting an InAs layer into the InGaAs Channel // *IEEE Electron Device Letters*, V. 13, No. 6, (1992), p. 325–327
113. Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров, А.А. Черечукин, Влияние температуры роста спейсерного слоя на подвижность двумерного электронного газа в РНЕМТ-структурах // *Физика и Техника Полупроводников*, том 40, вып. 12, (2006), сс. 1479–1483
114. Ю. Пожела, К. Пожела, Р. Рагуотис, В. Юцене, Транспорт электронов в квантовой яме GaAs в сильных электрических полях // *Физика и Техника Полупроводников*, том 43, вып. 9, (2009), сс. 1217–1221

Mokslo darbų sąrašas

Straipsniai

- 1M. K. Požela, J. Požela, V. Jucienė, I.S. Vasil'evskii, G.B. Galiev, E.A. Klimov, A. Sužiedėlis, N. Žurauskienė, V. Stankevič, S. Keršulis and Č. Paškevič, Electron Transport in Modulation-Doped InAlAs/InGaAs/InAlAs Heterostructures in High Electric Fields // *Acta Physica Polonica A*, V. 119, No. 2, (2011), pp. 170–172
- 2M. J. Požela, K. Požela, A. Sužiedėlis, V. Jucienė, and Č. Paškevič, Saturated Electron Drift Velocity at high Electric Fields in AlGaAs/GaAs/AlGaAs Heterostructures // *Lithuanian Journal of Physics*, V. 50, No. 4, (2010), pp. 397–402
- 3M. I. S. Vasil'evskii, G. B. Galiev, Yu. A. Matveev, E. A. Klimov, J. Požela, K. Požela, A. Sužiedėlis, Č. Paškevič, and V. Jucienė; Electron Transport in an $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ Quantum Well with a δ -Si Doped Barrier in High Electric Fields // *Semiconductors*, V. 44, No. 7, (2010), pp. 898–903.
- 4M. V. G. Mokerov, I. S. Vasil'evskii, G. B. Galiev, J. Požela, K. Požela, A. Sužiedėlis, V. Jucienė, Č. Paškevič, Drift Velocity of Electrons in Quantum Wells in High Electric Fields // *Semiconductors*, 2009, V. 43, No. 4, pp. 458–462
- 5M. A. Kozič, Č. Paškevič, A. Sužiedėlis, J. Gradauskas, S. Ašmontas, A. Szerling, H. Wrzesinska. Asymmetrically shaped pseudomorphic modulation doped structure for microwave detection // *Acta Physica Polonica A*, V. 110, No 6, (2006), pp. 845–849.

Mokslinės konferencijos

Tarptautinės:

- 6M. A. Sužiedėlis, A. Kozič, Č. Paškevič, V. Petkun, J. Gradauskas, J. Požela, S. Ašmontas, H. Shtrikmann, V. Kisseliov, T. Anbinderis. Gate-Influenced Increase of Voltage Sensitivity in Asymmetrically Shaped 2DEG Microwave Diodes // *An International Joint Conference of 4th ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications*, Finland, Espoo, February 15-17, (2006), pp. 239-244.

- 7M. A. Kozič, Č. Paškevič, A. Sužiedėlis, J. Gradauskas, S. Ašmontas, A. Szerling, H. Wrzesinska. Asymmetrically shaped pseudomorphic modulation doped structure for microwave detection // XXXV International School on the Physics of Semiconducting Compounds, Poland, Jaszowiec, June 17-23, (2006), p. 99
- 8M. S. Asmontas, J. Gradauskas, A. Suziedelis, A. Kozic, C. Paskevic, V. Kazlauskaite, and E. Sirmulis. Microwave to Terahertz Radiation Detection by Semiconductor Nanostructures, Proc. Tenth Annual Directed Energy Symposium, 5 - 8 November 2007, Huntsville, Alabama, USA, CD-ROM, (2007), pp. 813-826
- 9M. S. Ašmontas, J. Gradauskas, V. Nargelienė, Č. Paškevič, A. Sužiedėlis and E. Širmulis, Semiconductor nanostructures for microwave and terahertz radiation detection // Seoul, Korea, July 25 – 30, (2010) – ICPS
- 10M.K. Požela, J. Požela, A. Sužiedėlis, V. Jucienė, N. Žurauskienė, S. Keršulis, V. Stankevič, and Č. Paškevič, Electron Transport in Modulation-Doped InAlAs/InGaAs/InAlAs Heterostructures at High Electric Fields // Semiconductor Physics Institute, Center for Physical Sciences and Technology, Goštauto 11, Vilnius, Lithuania; 22-25 August, (2010) – 14 UFPS

Nacionalinės:

- 11M.K. Požela, J. Požela, R. Raguotis, V. Jucienė, A. Sužiedėlis, S. Balakauskas, Č. Paškevič, Elektronų pernaša GaAs ir InGaAs kvantinėse duobėse stipriuose elektriniuose laukuose // pranešimas 38 Lietuvos nacionalinėje fizikos konferencijoje, Vilnius, 2009 birželis, 8-10 d.

Į disertaciją neįtraukti darbai

- 1N. A. Sužiedėlis, S. Ašmontas, J. Požela, J. Gradauskas, V. Nargelienė, Č. Paškevič, V. Derkach, R. Golovashchenko, E. Goroshko, V. Korzh and T. Anbinderis, Influence of Magnetic Field on Detection Properties of Planar Microwave Diodes // Acta Physics Polonica A, V. 119, No. 2, (2011), pp. 218–221
- 2N. A. Sužiedėlis, S. Ašmontas, J. Požela, J. Gradauskas, V. Nargelienė, Č. Paškevič, Influence of Magnetic Field on Detection Properties of Planar

Microwave Diodes // Semiconductor Physics Institute, Center for Physical Sciences and Technology, Goštauto 11, Lithuania, 22-25 August, (2010) – 14 UFPS;

3N. A. Сужеделис, С. Ашмонтас, Ю. Пожела, И. Градаускас, В. Наргелене, Ч. Пашкевич, Влияние магнитного поля на детекционные свойства планарных микроволновых диодов на основе полупроводниковых селективно легированных структур // 20-я Международная Крымская конференция СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии, Материалы конференции 13–17 сентября 2010г. Севастополь, Крым, Украина (2010), сс. 1027–1028 – CriMiCo

4N. G. B. Galiev, I. S. Vasil'evskii, E. A. Klimov, D. S Ponomorev, J. Požela, K. Požela, A. Sužiedėlis, V. Jucienė, Č. Paškevič, S. Keršulis and V. Stankevič, Electron mobility and high-field drift velocity enhancement in an InAlAs/InGaAs/InAlAs quantum well heterostructures // Proceedings of 19-th International Symposium: „Nanostructures: Physics and technology“, Ekaterinburg, Russia, June 20–25, (2011), pp. 57-58;

Santrauka (anglų kalba)

The dissertation consists of the introduction, four main chapters, conclusions, list of references and list of author's publications.

In the introduction of the thesis motivation, the aim and tasks of the work, scientific novelty, statements to defend, practical value, and validation of the results are revealed.

The first chapter presents review of literature on microwave detectors and electron drift velocity in semiconductors. There are presented contact and noncontact methods of electromotive force measuring investigations of electromotive force in asymmetric microwave diodes are surveyed. Saturated drift velocity and mobility of charge carries in GaAs are reviewed, and properties of semiconductors heterostructures are analysed there as well.

In the second chapter the research methodology is presented that was used in these investigations. Furthermore, methods of charge carrier heating are described: direct current voltage pulses and strong microwave electric field technique. Also the measuring of current-voltage characteristics used to measure the electron drift velocities both manually and using automated equipment is described.

The third chapter presents experimental investigation of microwave diodes of AlGaAs/GaAs and AlGaAs/InGaAs/GaAs nanostructures. Firstly, there is short information of design of nanostructures. Then the experimental results of measurement of voltage–power sensitivity of the microwave diodes are presented. The results are achieved at liquid nitrogenous and room temperature. The microwave radiation used for investigation was of 10 GHz frequency. AlGaAs/GaAs and AlGaAs/InGaAs/GaAs nanostructures microwaves diodes had asymmetrically narrowed shapes. High voltage–power sensitivity was typical for asymmetrically shaped microwaves diodes with partly introduced metallic gate.

In the fourth chapter results of investigations of electron saturation drift velocity in AlGaAs/GaAs/AlGaAs, AlGaAs/InGaAs/AlGaAs and InAlAs/InGaAs/InAlAs heterojunctions are presented. All the measurements were carried out at room temperature. Electron mobility and saturation drift velocity were investigated in strong electric fields. It is revealed that the saturation electron drift velocity of AlGaAs/InGaAs/AlGaAs and AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum wells is higher than that in the bulk GaAs. Also it is shown that insertion of InAs phonon barriers into heterojunction quantum wells increases the value of saturation electron drift velocity. Electron scattering in InAlAs/InGaAs/InAlAs and AlGaAs/GaAs/AlGaAs nanostructures is analysed in this chapter as well.

The thesis ends by general conclusions.

The list of author's publications and references of reviewed and either scientific works are present of the end of the thesis.