

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
RADIOFIZIKOS KATEDRA

Marek Burakevič

**Didelės galios AlGa_N/Ga_N lauko tranzistorių THz
emisijos tyrimas**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas
Telekomunikacijų fizikos ir elektronikos studijų programa

Studentas	Marek Burakevič
Darbo vadovas	prof. Alvydas Lisauskas
Katedros vedėjas	prof. Jūras Banys
Recenzentas	dr. Ignas Grigelionis

Vilnius 2017

Turinys

Įvadas	3
1 Didelio elektronų judrio tranzistorius	4
1.1 Tranzistoriaus medžiagos pasirinkimas	5
1.2 AlGaIn/GaN didelės galios, aukšta-dažnis tranzistorius	6
2. Dyakonov'o ir Shur'o plazminių bangų modelis	8
3. Defektų įtaka HEMT tranzistorių veikimui.....	12
4. Tyrimų metodika ir įranga.....	13
4.1. Emisijos signalo stiprio matavimų eksperimentas	13
4.2. Bandinio laikiklis	14
4.3. Golay celės veikimo principas	15
4.4. LockIn stiprintuvo veikimo principas	17
4.5. Įtampos šaltinių netobulumų įskaitymas	19
4.6. Spinduliuotės spektro nustatymo eksperimentas	20
4.7. Interferencijos susidarymo principas	23
4.8. Plataus spektro signalų tyrimas	24
4.9. Matavimus atliekančios programos	26
4.10. Krūvininkų pagavimo, išlaisvinimo procesų tyrimo metodas	27
5. Bandinių aprašymas	29
6. Pagrindiniai rezultatai	30
Išvados.....	38
Summary	39
Literatūros sąrašas	40

Įvadas

Terahercinių dažnių (apytiksliai nuo 0,3 THz iki 10 THz) elektromagnetinė spinduliuotė pasižymi unikaliomis savybėmis. Šios gali būti panaudotos sprendžiant įvairias fizikines, technologines ir kitų sričių užduotis. Jos panaudojimas yra numatomas tokiose srityse kaip: astrofizika, biologiniai ir medicininiai mokslai, saugumo sistemos, telekomunikacijos, spektroskopija, įvairaus tipo diagnostika, bei kitur. Būtent todėl, pastaruoju laikotarpiu yra dedama daug pastangų tokios spinduliuotės detektoriams ir emiteriams sukurti. Kolkas, šioje srityje dar yra ko siekti. Taip yra todėl, nes lengvai prieinami šios spinduliuotės šaltiniai yra sudėtingi ir jų aptarnavimas nėra paprastas. Jau kurį laiką vyksta darbai siekiant juos pagerinti arba pakeisti.

Kolkas, yra ganėtinai nedaug THz šaltinių variantų. Turime tokius prietaisus kaip girotronas, atbulinės bangos osciliatorius „ABO“ (*ang. backward wave oscillator*), foto maišymo šaltiniai (*ang. photomixing sources*), sinchrotroniniai šviesos šaltiniai (*ang. synchrotron light sources*), kvantiniai pakopiniai lazeriai bei kiti. Kiekvienas iš šių įtaisų pažymi savo unikaliomis savybėmis, tačiau toks, kuris patenkintų visus vartotojo lūkesčius (patikimumas, patogumas, universalumas, maža kaina) kol kas dar sunkiai pagaminamas. Reikalinga yra patrauklesnė alternatyva.

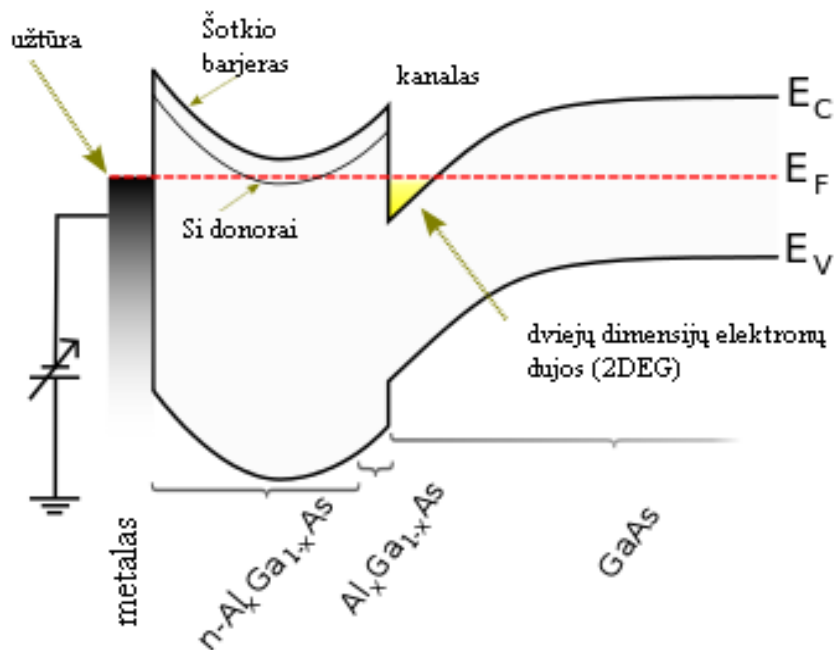
Didelį potencialą šioje srityje turi didelio elektronų judrio tranzistoriai. 1993 metais M. Diakonovas su M. Shuru savo darbe [1], numatė, jog tinkamai suprojektavus tokį tranzistorių, jame gali susikurti nestabilios veikimo sąlygos, dėl ko turėtų būti stebimas jo spinduliavimas. Tokie THz šaltiniai yra įdomūs todėl, jog yra maži ir lengvai integruojami bei būtų galimybė paderinti jų emisijos dažnį. Remiantis šiuo straipsniu prasidėjo serija darbų siekiant sukurti tokį prietaisą.

Yra išbandomi įvairūs gamybos būdai Diakonovo ir M. Shuro idėjoms įgyvendinti. Eksperimentuojama yra išbandant įvairius gaminimo technologinius procesus, pakeičiant bandinio bei jo periferijos dizainus, arba, medžiagas iš kurių tranzistorius yra gaminamas. Šio darbo tiriamuoju objektu yra 8 ant 125 mm AlGaIn/GaN didelės galios lauko tranzistorius. Eksperimentiškai yra pastebėta, kad tikrai šis bandinys skleidžia elektromagnetinę spinduliuotę. Tačiau ne iki galo yra suprastas tokios emisijos mechanizmas ir už to slypinti fizika. Todėl, šio darbo tikslas – ištirti ir charakterizuoti turimo bandinio elektromagnetinę emisiją.

1 Didelio elektronų judrio tranzistorius

Didelio elektronų judrio tranzistorius (ang. High-electron-mobility transistor “HEMT”) – tai lauko efekto tranzistorius kuriame įvairiatarpės sandūros savybių dėka pasiekiamas didelis elektronų judris. Jie buvo užpatentuoti 1979m. ir yra taikomi komunikacijose, vaizdinimo sistemose, radaruose bei kitur.

Paveikslėlyje 1 parodyta pavyzdinė HEMT tranzistoriaus energijų juostų diagrama. Toks tranzistorius yra sudarytas iš dviejų skirtingos draustinės juostos tarpo medžiagų. Tokiomis medžiagomis gali būti: legiruotas aluminio-galio-arsenidas (AlGaAs) ir nelegiruotas galio-arsenidas (GaAs). Jų sąlyčio plokštumoje susidaro taip vadinama hetero sandūra. Elektronai, nuskurdindami AlGaAs, pereina į GaAs, kuris siauroje, arti sandūros esančioje srityje, tampa elektronų praturtintas. Dėl šio proceso AlGaAs sluoksnyje laidumo juostos dugnas išsikreipia į viršų, o GaAs sluoksnyje į apačią. Taip susikuria, veikianti kaip kanalas, kelių nanometrų storio kvantinė duobė kurioje susiformuoja greitų, dviejų dimensijų elektronų dujos (ang. Two-dimensional electron gas “2DEG”). Paprastų tranzistorių trūkumu yra legiruotas krūvininkų judėjimo kanalas. Donorinės priemaišos atiduodančios elektronus lieka kanale ir veikia kaip sklaidos centrai, dėl ko krūvininkų judris sumažėja. HEMT tranzistoriai šio trūkumo neturi, nes GaAs sluoksnis (kanalas) yra nelegiruotas, dėl ko elektronai juda be susidūrimų su fononais ir jų judris padidėja.



1 pav. GaAs/AlGaAs didelio elektronų judrio tranzistoriaus energijų juostų diagrama [2]

1.1 Tranzistoriaus medžiagos pasirinkimas

Sparčiai klestint šiuolaikinėms bevielio ryšio sistemoms, medicinai, kosmoso tyrimų arba saugumo sistemoms, bei daugeliui kitų sričių, pastebimas tampa, didelės galios, mikrobangų įtaisų poreikis. Tarp tokių, aktualūs yra didelio elektronų judrio tranzistoriai. Jų paklausai patenkinti svarbus yra tinkamas jų gamybai naudojamų medžiagų pasirinkimas. Šiandien populiariausios HEMT tranzistorių gamybai naudojamos medžiagos yra: silicis (Si), silicio-karbidas (SiC), galio-arsenidas (GaAs), galio-nitridas (GaN) ir indžio-fosfidas (InP). Visos jos turi savo pranašumų ir pasirinkimas priklauso nuo keliamų reikalavimų.

Atlikti tinkamą medžiagos pasirinkimą gali padėti taip vadinamas „Johnsono privalumų koeficientas“ (ang. Johnson's figure of merit.) – parametras kuris parodo medžiagos tinkamumą aukštų dažnių, didelės galios tranzistoriams gaminti [3]

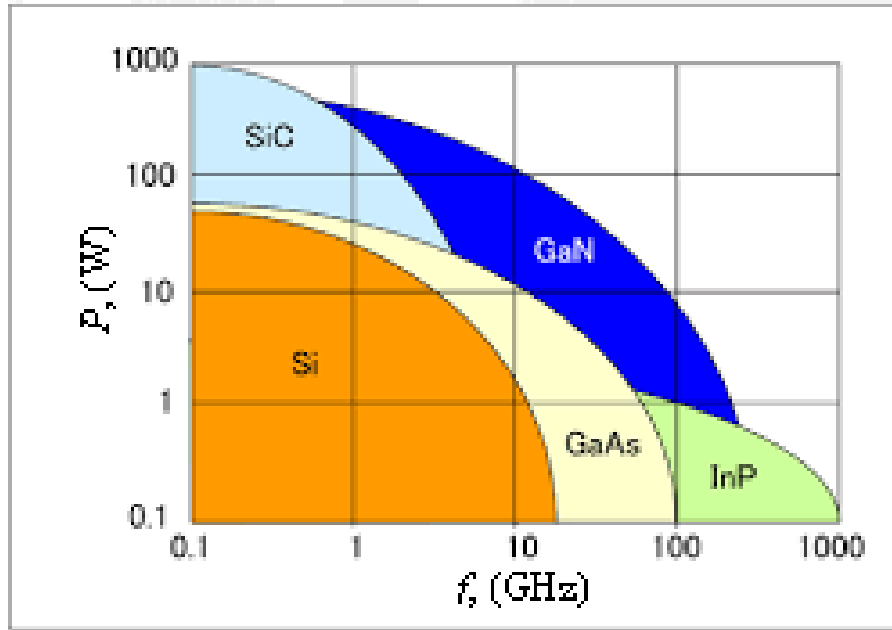
$$JM = \frac{E_{pr}v_s}{2\pi} \quad (1.1)$$

kur, E_{pr} – medžiagos pramušimo laukas, v_s - elektronų soties greitis medžiagoje. Remiantis šiuo parametru, dėl didelių E_{pr} ir v_s , patraukliausiai atrodo GaN (1 lentelė), nors, (2 pav.) parodyta, jog naudojant SiC galima pasiekti didesnes galias, o naudojant InP aukštesnius dažnius prie mažesnių galių. Nepaisant to, įvertinus Johnsono privalumų koeficientą, GaN atrodo labiausiai universali medžiaga HEMT tranzistorių gamybai. Būtent toks, o tiksliau AlGaN/GaN, tranzistorius yra šio darbo tyrinėjimo objektas.

Įdomumui galima paminėti, jog spaudoje aptinkama straipsnių šnekančių apie dar vieną, čia nepaminėtą, medžiagą – deimantą (C) [5]. Tvirtinama, kad deimanto pagrindų pagaminti tranzistoriai gali parodyti kelis kartus geresnes charakteristikas.

1 lentelė Johnsono privalumų koeficientai skirtingoms medžiagoms [3]

Medžiaga	Soties greitis (10^4 m/s)	Pramušimo įtampa (MV/cm)	JM (sunormuota į silicį)
Si	1.0	0.3	1.0
GaAs	1.5	0.4	2.7
SiC	2.0	3.5	20
InP	0.67	0.5	0.33
GaN	2.5	3.3	27.5

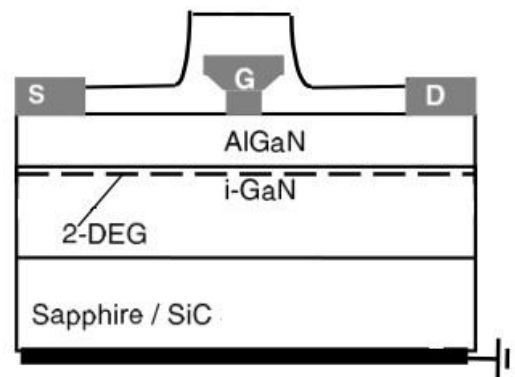


2 pav. Medžiagų, naudojamų HEMT tranzistorių gamybai, palyginimas. Jų vartojama galia kaip funkcija nuo dažnio [4]

1.2 AlGaN/GaN didelės galios, aukšta-dažnis tranzistorius

Pavyzdinis AlGaN/GaN tranzistoriaus skerspjūvis yra parodytas žemiau (3 pav.). Čia, ant safyro (Al_2O_3) arba SiC padėklo suformuotas nelegiruoto GaN sluoksnis. Virš jo, legiruotas AlGaN o ant jo kontaktiniai sluoksniai. Puslaidininkinės medžiagos parinktos taip, kad susikurtų 2DEG dujos.

Kuriant tokio tipo prietaisus svarbu yra atkreipti dėmesį į naudojamų medžiagų gardelės konstantų sutapimą. Medžiagos turi būti tokios, kad tos konstantos sutaptų kuo geriau. Priešingu atveju jų sąlyčio plokštumoje susikurs daug defektų ir įtempimų. AlGaN ir GaN sandūros vietoje tai yra nepageidautina, nes būtent čia susiformuoja srovės tekėjimo kanalas. Gerai sutapti turi ir padėklo medžiaga. Didelių galių įtaisų atveju tai yra ypač svarbu, nes padėklas iš

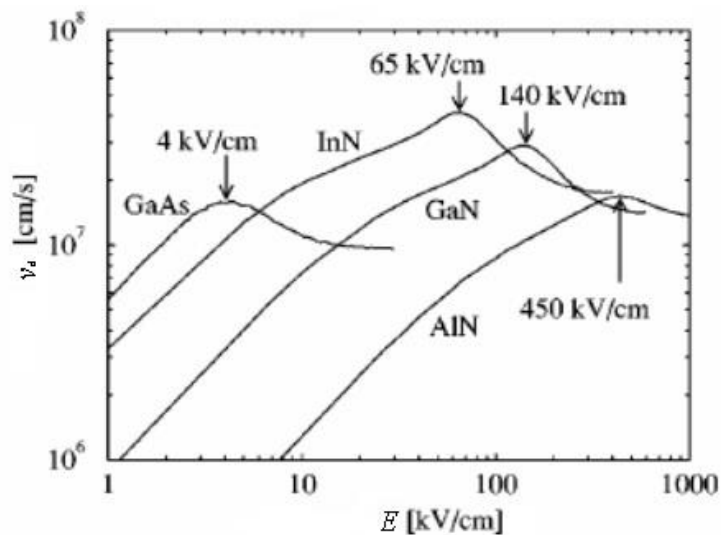


3 pav. Pavyzdinis AlGaN/GaN tranzistoriaus skerspjūvis [6]

dalies veikia kaip radiatorius. Jeigu medžiagų sąlyčio plokštuma bus defektinga, temperatūros mainai vyks neefektyviai ir prietaiso kaitimas turės įtakos jo charakteristikoms.

Pagrindinis HEMT tranzistorių struktūros ypatumas yra didelis, trikampėje kvantinėje duobėje (AlGaIn-GaN sandūra) susikaupusių, krūvininkų tankis $n_s = n_s(U_g)$, kurio dydis tipiškai siekia 10^{13} elektronų/cm² [7]. Ne mažiau svarbus yra tų krūvininkų lėkio greitis v_d . Paveikslėlyje 4 yra parodytas M. Shur'o [8] paskaičiuotas krūvininkų lėkio greitis įvairiose medžiagose. Matoma, jog didelių laukų (apie $E = 100$ kV/cm) srityje, GaN yra viena iš medžiagų kurioje elektronai juda greičiausiai ($v_d = 3 \cdot 10^7$ cm/s, kai siliciui $v_d = 1 \cdot 10^7$ cm/s).

Didelis elektronų greitis yra svarbus didelės galios veikimui užtikrinti. Didelė galia $P=UI$, reiškia jog yra aukštas įtampos lygis ir didelis tekančios srovės stipris. Paveikslėliuose 2 ir 4 jau parodyta, jog aptariamais tranzistoriais gali veikti didelių laukų sąlygomis, kas yra pasiekama dėka plataus draustinės juostos tarpo ($E_g = 3,28$ eV). Srovės atveju galima pasiremti Khandelwal'o darbu [9], kuriame parodyta, jog srovės stipris I yra proporcingas elektronų tankiui n_s ir krūvininkų lėkio greičiui v_d . Surinkę dabar viską ir vieną vietą akivaizdžiai matoma, kad kuo didesni medžiagos E_g , n_s ir v_d tuo didesnės galios prietaisą galima pagaminti.



4 pav. Krūvininkų lėkio greitis v_d nitrido pagrindu pagamintoms medžiagoms [8]

HEMT tranzistoriams taip pat svarbus yra jų veikimo greitis (maksimalus dažnis). Siekiant apibūdinti jų greitaveiką dažniausiai naudojamas yra parametras – f_T , kuris parodo dažnį kuriam signalo stiprinimas yra lygus 1,

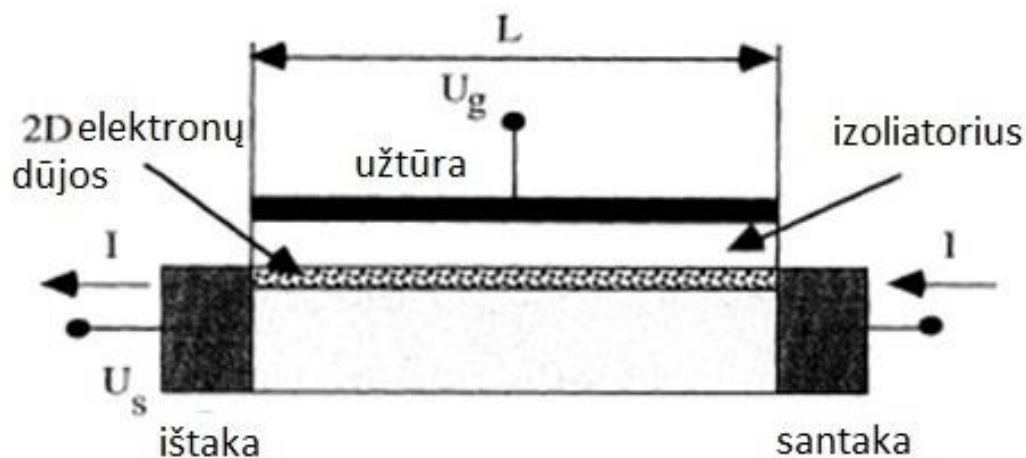
$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_G} = \frac{v_s}{2\pi L} \quad (1.2)$$

kur, g_m – laidis, C_G – talpa po užtūra, L – kanalo ilgis. Iš šios formulės matoma jog siekiant padidinti tranzistorių veikimo dažnį reikia sumažinti kanalo ilgį, arba padidinti elektronų greitį. Kanalo mažinti be galo negalima, todėl belieka tik sugalvoti būdą kaip padidinti v_s . Būtent šiam tikslui pasiekti buvo sukurti didelio elektronų judrio tranzistoriai.

2. Dyakonov'o ir Shur'o plazminių bangų modelis

Šis modelis sukurtas trumpo kanalo, didelio elektronų tankio lauko tranzistorių (HEMT) spinduliuotės emisijai ir detekcijai paaiškinti. Nagrinėjami tokie tranzistoriai kuriuose krūvininkų per kanalą lėkio trukmė yra trumpesnė už jų momento relaksacijos trukmę. Idealiu atveju kalbama yra apie balistinį krūvininkų judėjimą, tačiau, dėl labai didelės krūvininkų koncentracijos pasireiškia labai daug elektronas-elektronas susidūrimų. Remiantis šiuo pastebėjimu, tokios 2D elektronų dujos yra toliau nagrinėjamos kaip skystis aprašant jų judėjimą hidrodinaminėmis lygtimis. Pastebėta tada, kad išpildžius tam tikras kraštines sąlygas pasireiškia nestabili būseną, kurios pasekmė yra kanalu sklindančios plazminės bangos. Tokios bangos gali skliti žymiai greičiau už elektronų dreifo greitį, ir parinkus tinkamą bandinio dydį jos gali kurti THz dažnių bangas.

Čia aprašyto tranzistoriaus vaizdas pateiktas (5 pav.).



5 pav. Trumpo kanalo didelio elektronų judrio tranzistorius [1]

Elektronų judėjimui jame aprašyti reikalingos yra: paviršiaus krūvininkų koncentracijos, judesio ir tolydumo lygtys.

Jo kanalo paviršiuje susikaupia toks krūvininkų kiekis:

$$n_s = \frac{cU}{e}, \quad (2.1)$$

kur, C – yra užtūros ploto vieneto talpa, e – elektrono krūvis, $U = U_{UK}(x) - U_T$, $U_{UK}(x)$ – įtampa tarp užtūros ir kanalo, U_T – slenkstinė tranzistoriaus įtampa. Duotu atveju, judesio „Eulerio“ lygtis užrašoma taip:

$$\frac{dv}{dt} + v \frac{dv}{dx} + \frac{v}{r} = -\frac{e}{m} \frac{dU}{dx}, \quad (2.2)$$

čia, $\frac{dU}{dx}$ – išilginis elektrinis laukas kanale, $v(x, t)$ – elektronų greitis, m – elektronų efektinė masė. Ši lygtis turi būti sprendžiama kartu su tolydumo lygtimi ir atsižvelgus į (2.1) ji užrašoma taip:

$$\frac{dU}{dt} + \frac{d(Uv)}{dx} = 0. \quad (2.3)$$

Toliau, šios lygtis sprendžiamos pritaikant kraštines sąlygas. Straipsniuose [1], [10] ir [11] parodyta, kad priklausomai nuo jų parinkimo galima aprašyti EM bangų emisiją arba detekciją panaudojant tokio tipo tranzistorius.

Iš pradžių bus parodytas minėtų lygčių sprendimas pritaikant tokias kraštines sąlygas: tarp ištakos ir santakos yra pajungtas srovės šaltinis, o tarp ištakos ir užtūros įtampos šaltinis. Tai reiškia, kad susikuria pastovi įtampa taške $x=0$ ir pastovi srovė taške $x=L$ (x – taškas kanale).

$$U(0, t) = U_0, \text{ kai } x = 0 \quad (2.4)$$

$$I(L, t) = I_0, \text{ kai } x = L, \quad (2.5)$$

Šios kraštinės sąlygos atitinka nulinį impedansą ištakos pusėje ir begalinį impedansą santakos pusėje. Papildomai, plazminių bangų slopinimas turi būti mažas, ir kas yra labai svarbu, elektronų greitis turi viršyti tam tikrą slenkstinę vertę.

Tokiu režimu veikiančiame tranzistoriuje teka nuolatinė srovė. Tačiau, netgi maitinant tranzistorių tik nuolatinės srovės šaltiniu, dėl pavyzdžiui bandinio defektų kuriamų triukšmų, atsiranda kintama srovės dedamoji. Tokiu būdu susikuria bandiniu sklindančios bangos kurios priklausomai nuo

sklidino krypties turi skirtingą greitį v . Tai reiškia, jog bangai sklindančiai link krašto $x = L$ galima užrašyti $v = s - v_0$, o bangai sklindančiai link krašto $x = 0$ atitinkamai $v = s + v_0$. Čia s – bangos greitis, v_0 – elektronų dreifo greitis. Dėl šių greičių skirtumų, atveju kai $0 < v_0 < s$, susikuria nestabili tranzistoriaus veikimo būseną, kurios pasekme yra didesnis už 1 bangų stiprinimas γ joms atsispindint nuo santakos $x = L$.

$$\gamma = \frac{2}{2L} \left(1 - \frac{v_0}{s}\right) \ln \left(\frac{s+v_0}{s-v_0}\right). \quad (2.6)$$

Tai reiškia jog toks kanalas veikia kaip rezonatorius ir jo paviršiumi visą laiką sklinda, taip pavadintos, plazminės bangos. Jų bangos ilgis yra suderintas su kanalo ilgiu.

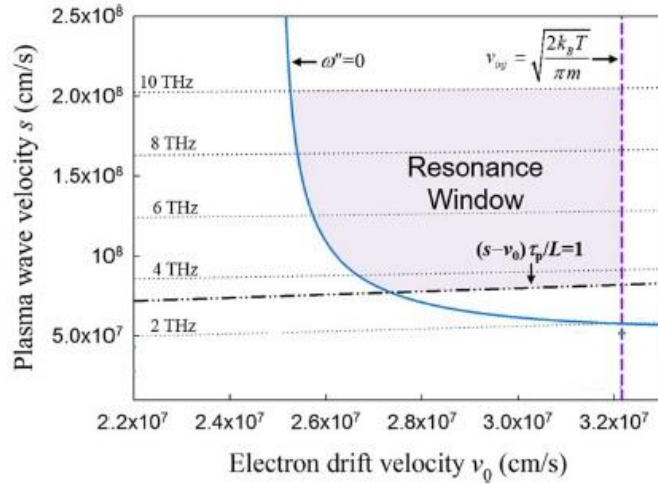
Pamodifikavę 2.2 ir 2.3 lygtis, (įskaitant atsirandančius virpesius) užrašydami kad $v = v_0 + v_1 \exp(-i\omega t)$, $U = U_0 + U_1 \exp(-i\omega t)$ ir pritaikę 2.4 ir 2.5 kraštines lygtis straipsnio [1] autoriai suskaičiavo tokią šių bangų dažnio $\omega = \omega' + \omega''$ priklausomybę:

$$\omega' = \frac{|s^2 - v_0^2|}{2Ls} \pi n, \quad (2.7)$$

$$\omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{s+v_0}{s-v_0} \right|, \quad (2.8)$$

kur, n – nelyginis skaičius kai $|v_0| < s$, lyginis kai $|v_0| > s$. Tokios bangos yra niekas kito kaip periodiniai krūvininkų tankio kanale kitimai. Į šiuos svyravimus reaguoja virš kanalo esančios užtūros elektronai. Dėl to užtūroje taip pat susikuria bangos kuriu fazė yra priešinga. Tokiu būdu susikuria tarsi elektrinis dipolis kuris osciliuodamas išspinduliuoja elektromagnetines bangas. Tokiu būdu buvo parodyta teorinė galimybė panaudoti tokius tranzistorius THz bangoms generuoti.

Remiantis 2.7 ir 2.8 lygtimis galima įvertinti kokį dažnių ruožą galėtų emituoti taip pagamintas tranzistorius. Tam, v - s plokštumoje reikia nupiešti rezonansinį langą, kuris tai parodo [12]. Rezonansinis langas yra nusakomas $\omega'' = 0$ (kadangi $\omega'' > 0$ yra būtina emisijos sąlyga) ir $v_{inj} = \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi m}}$ kreveimis. Kur v_{inj} tai yra injekcinis ir maksimalus elektronų greitis. Rezonansinį langą taip pat apriboja $s - \frac{v_0 \tau_p}{L} = 1$ lygybė kadangi tai yra atspindžio nuo kanalo krašto sąlyga. Pavyzdinis tokio lango grafikas parodytas (6 pav.)



6 pav. 50 nm. tranzistoriaus rezonansinis THz langas [12]

Šiuo atveju skaičiavimo autoriai įvertinio 50 nm kanalo ilgio tranzistoriaus spinduliavimo galimybes. Parodyta, jog toks tranzistorius galėtų emituoti nuo 3.4 iki 10 THz bangas (nuspalvinta sritis).

Reikia dar pažymėti, jog tranzistoriaus emisijos buvimo galimybė apsprendžiama dar ir jo kanalo ilgiu. Tokiu butu egzistuoja kažkoks L_{\max} kada dar emisija yra įmanoma ir jį viršijus tranzistorius nustoja emituoti.

$$L_{\max} = \frac{s_{\max} |1 - M_{\min}^2|}{4 \cdot 10^{13}}, \quad (2.9)$$

čia, $M_{\min} = \{\exp(4\tau_p * 10^{13}) - 1\} / \{\exp(4\tau_p * 10^{13}) + 1\}$ ir $s_{\max} = v_{inj} / M_{\min}$, τ_p – elektronų relaksacijos laikas.

Dabar, bus aptarti 2.2 ir 2.3 lygčių sprendimo rezultatai, pritaikius tokias kraštines sąlygas:

$$U(0, t) = U_0, \text{ kai } x = 0, \quad (2.10)$$

$$I(L, t) = \frac{I_a}{W} \cos(\omega t), \text{ kai } x = L, \quad (2.12)$$

kur, U_0 – įtampa tarp ištakos ir užtūros $I_a \cos(\omega t)$ – kažkokia kintama srovė kanale. Tokiame režime tranzistoriuje taip pat gali susikurti plazminės bangos kurios atsiranda kai surezonuoja kanale atsiradę $I_a \cos(\omega t)$ srovės svyravimai. Tada, straipsnyje [10] buvo pastebėta, jog tokiu atveju tarp ištakos ir santakos atsiranda nuolatinė įtampa ΔU :

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \left(\frac{I_a}{I_0}\right)^2 \left(\frac{s\tau}{L}\right)^2 \frac{1}{4(\omega - n\omega_0)^2 \tau^2 + 1}, \quad (2.13)$$

kur, I_a – antenos sukurtos srovės amplitudė, $I_0 = en_s sW$ – normavimo srovė, W – bandinio plotis. Tai reiškia, jog prijungus prie ištakos ir santakos pavyzdžiui bow-tie antenos kontaktus, galima pagaminti EM spinduliuotės detektorių. Antenos priimamos bangos kurs tranzistoriaus kanale kintamą srovę $I_a \cos(\omega t)$ o ši, nuolatinę įtampą tarp tranzistoriaus kontaktų kurios dydis bus proporcingas krintančios spinduliuotės intensyvumui.

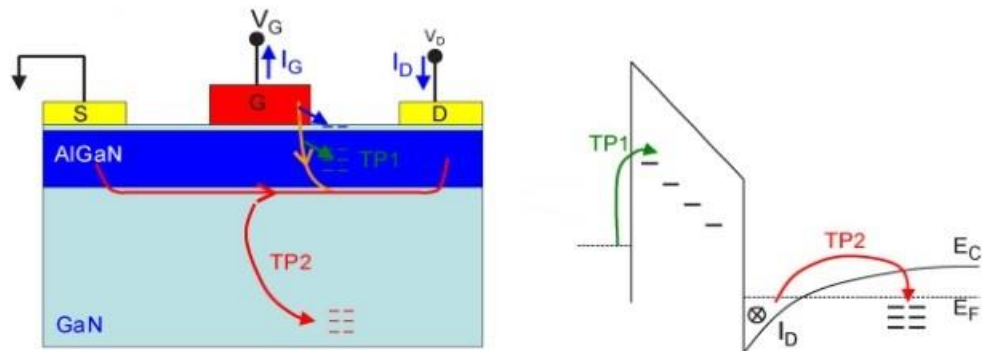
3. Defektų įtaka HEMT tranzistorių veikimui

Smulkūs struktūros defektai, yra neatsiejama įvairių elektronikos prietaisų dalis. Jų kūrimasis auginant arba apdorojant puslaidininkines medžiagas yra neišvengiamas. Kuriasi jie taip pat ir eksploatuojant jau paruoštus gaminius. Akivaizdu, kad jų buvimas turi įtakos įtaisų veikimui. Defektingose medžiagose pastebimi yra lūžio rodiklio, draustinių energijų tarpo, krūvininkų judrio, krūvininkų gyvavimo trukmės bei dažninių charakteristikų pablogėjimo efektais.

Didele įtaka darbe naudojamų įtaisų veikimui daro defektų kuriami energijos lygmenis. Medžiagos viduje esančios skylės gali rekombinuoti su priemaišinių, neutralių atomų elektronais. Tokiu būdu susikuria įkrautas donoras. Taip susikūrę įkrauti donorai bei įvairios priemaišos ir vakansijos kuria tam tikrus energijos lygmenis kurie veikia kaip krūvininkų pagavimo centrai. Tokie centrai kartu su paviršinėmis būsenomis yra atsakingi už vieną iš žalingų, prietaisų efektyvumą ribojančių mechanizmų – krūvininkų pagavimą. Taip pavyzdžiui srovės suirimas (ang. current collapse) yra vienas iš gerai žinomų krūvininkų pagavimo fenomenų. Jo pasekme yra tekančios srovės amplitudės mažėjimas laikui bėgant.

Patį krūvininkų pagavimo procesą galima iliustruoti taip (7 pav.): tais atvejais kai tranzistoriaus kanalas po užtūra nėra uždarytas, įtampos veikiami elektronai gali įgyti pakankamai energijos barjerui įveikti. Dalis iš tokių elektronų srauto yra pagaunami tame barjere esančių defektinių energijos būsenų (7 pav.). Šie rekombinavę elektronai pakeičia elektrostatiką tokiu būdu, jog sumažėja krūvininkų koncentracija, ko pasekoje mažėja ir tekanti srovė [13]. Srovė papildomai mažėja ir dėl GaN medžiagos viduje esančių krūvininkų pagavimo centrų nes juose taip pat nusėda dalis elektronų. Paveikslėlyje 7 pagavimo vyksmai AlGaN barjere yra pažymėtas „TP1“ o GaN tūryje „TP2“. Manoma, kad tokie rekombinacijos procesai gali būti atsakingas ir už stebimą tokių bandinių emisiją [14]. Laidumo juostoje

esantis elektronas rekombinacijos į donorinę energijos būseną metu, turi kam nors atiduoti dalį savo energijos. Dažnai ši energija atitenka fononams, bet kartais atsiranda ir fotonai.

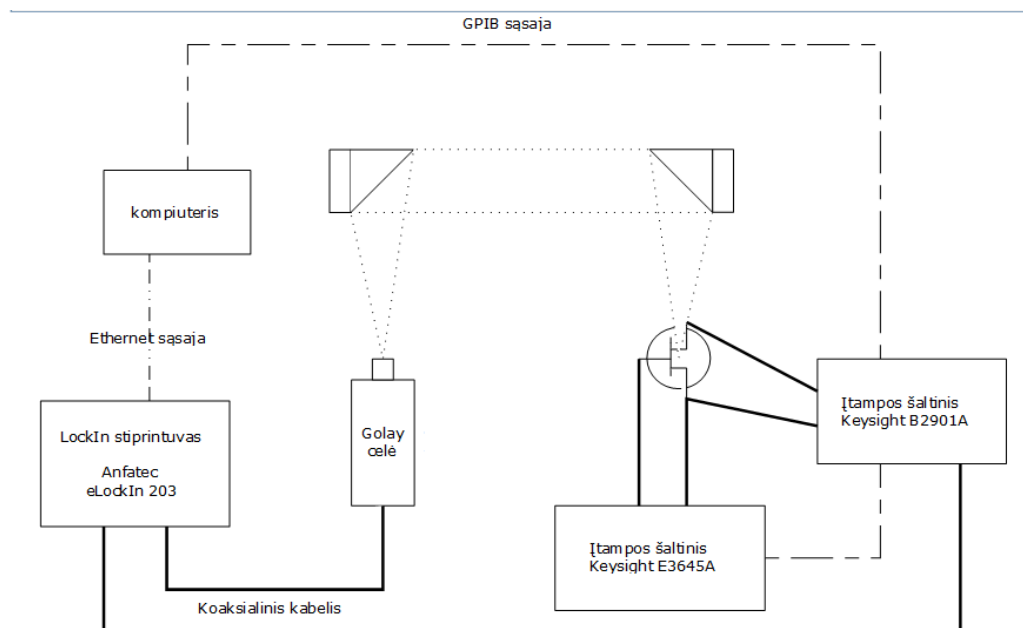


7 pav. Schematinė krūvininkų pagavimo proceso diagrama. Taip pat parodyta atitinkama energijų juostų diagrama su elektronų kelią rodančiomis strėlėmis [13]

4. Tyrimų metodika ir įranga

4.1. Emisijos signalo stiprio matavimų eksperimentas

Tyrimų tikslu yra - ištirti turimo AlGaIn/GaN tranzistoriaus emituojamą spinduliuotę. Pirmąją užduotimi buvo emituojamo signalo stiprio matavimai įvairiomis sąlygomis. Šios užduoties įgyvendinimui buvo sukurtas matavimų stendas kurio schema parodyta (8 pav.) Jį sudaro: tiriamasis bandinys, du veidrodžiai, du įtampos šaltiniai, Golay celė, LockIn stiprintuvas ir kompiuteris.



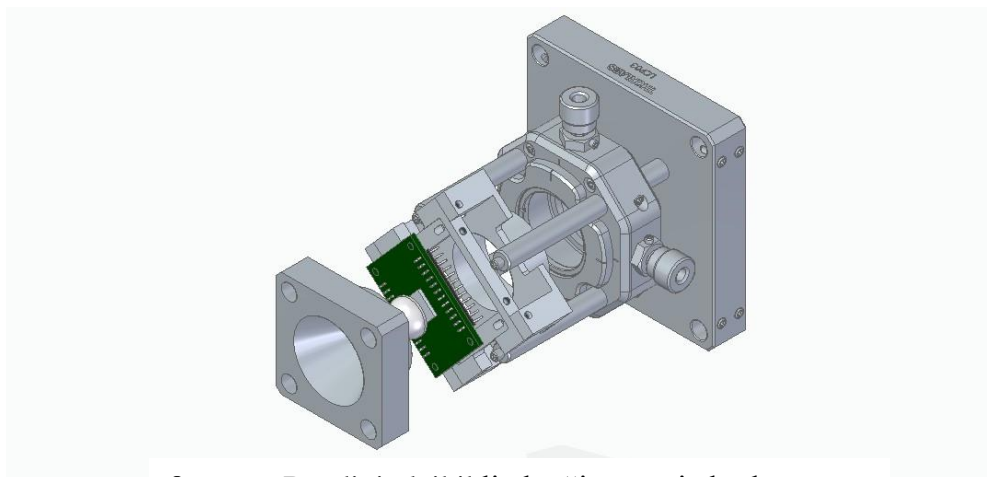
8 pav. Emisijos stiprio matavimų eksperimento schema

Tiriamasis bandinys yra pritvirtintas ant laikiklio, kuris yra sukonstruotas taip, jog būtų galima judinti jį xy plokštumoje. To reikia tam, kad kuo tiksliau patalpinti jį į pirmojo veidrodžio fokuso vietą. Toliau, tranzistoriaus emituojamos elektromagnetinės bangos, veidrodžių pagalba, yra nukreipiamos į golay celės įėjimą. Priklausomai nuo EM bangų galios, celės išėjime susikuria atitinkamas, jai proporcingas, signalas. Šis toliau paduodamas yra į LockIn stiprintuvą kuris matuoja jo pagrindinės harmonikos amplitudę. Minėta Golai celė yra patalpinta ant xyz kryptimis judančio staliuko. Nagrinėjamo tranzistoriaus darbo taškas yra nustatomas Keysight įtampos šaltinių pagalba. Įtampos šaltiniai bei LockIn stiprintuvas yra sujungti su kompiuteriu, kuris Labview programos pagalba valdo jų veikimą, ir nuskaito duomenys.

Kadangi, LockIn stiprintuvas yra jautrus tiriamų signalų dažniui, tai stendo darbo sinchronizacijai (iš jo) į įtampos šaltinį Keysight B2901A per koaksialinį kabelį yra paduodamas trigerinis signalas.

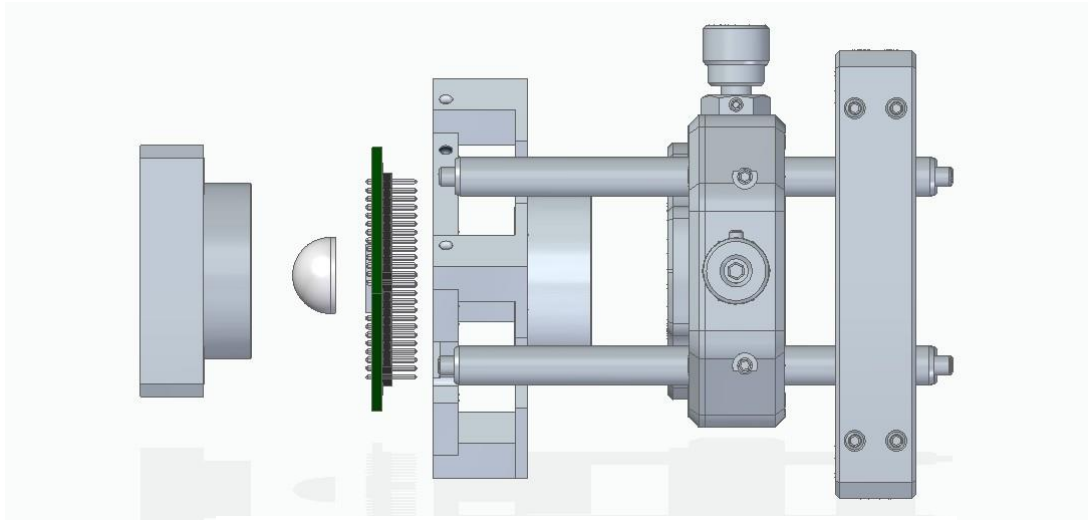
4.2. Bandinio laikiklis

Skyrelyje aukščiau, buvo paminėta, jog tiriamasis bandinys yra patalpintas ant specialaus laikiklio, nieko iš esmės apie jį nepasakant. Detali laikiklio struktūra bei brėžiniai yra pateikti žemiau (9. pav).



9 pav. a Bandinio laikiklio brėžinys, vaizdas kampu

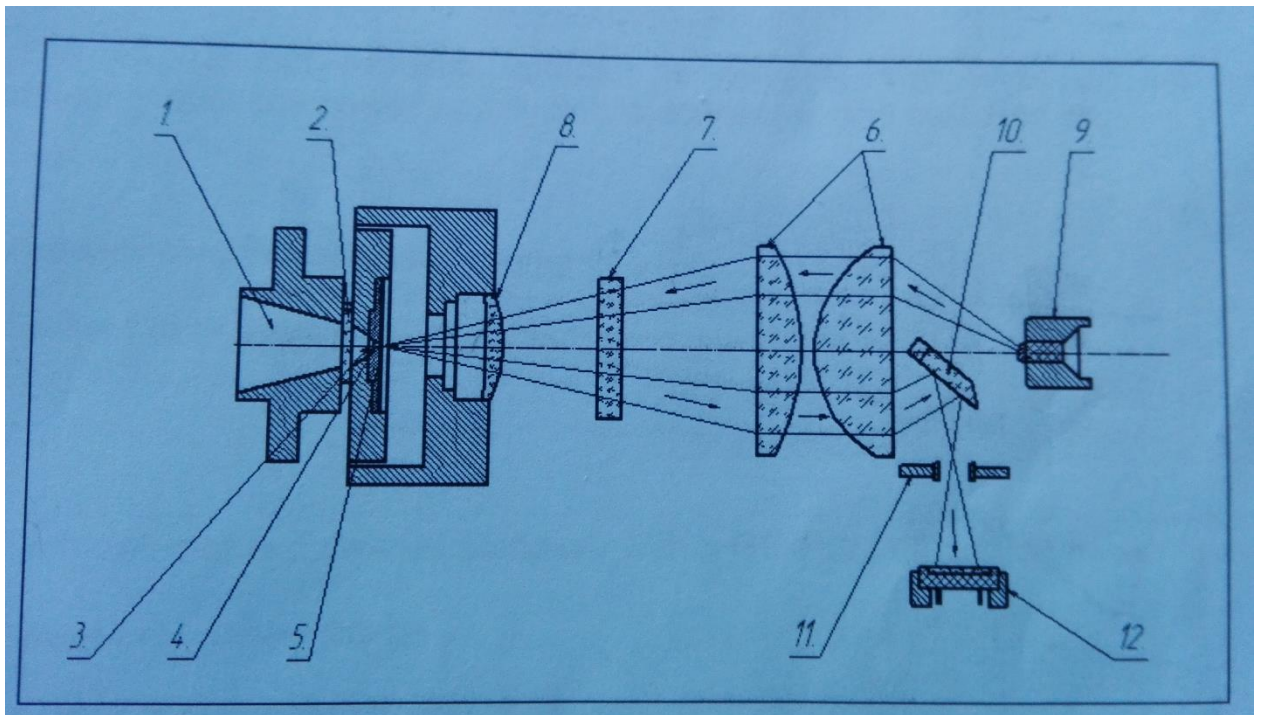
Didžiąją dalį šio laikiklio sudaro Thorlabs kompanijos 30mm opto-mechaninės komponentės. Visos dalys, iš kairės į dešinę yra: išėjimo konusas, silicio lęšis, bandinys, bandinio lustas, lusto laikiklis, XY transliacinis stovas, konstrukcijos laikiklis. Visą tai į vieną sutvirtina keturi strypai. Svarbiausi čia yra, lęšis bei XY plokštumos transliacinis stovas. Lęšis skirtas tam, kad sufokusuotų bandinio emituojamą spinduliuotę, o precizinis transliacinis stovas tam, kad tiksliai patalpinti bandinį į stendo optinę ašį.



9 pav. b Bandinio laikiklio brėžinys, vaizdas iš šono

4.3. Golay celės veikimo principas

Golay celė tai optoakustinis detektorius susidedantis iš priekinės kameros, optinio mikrofono ir stiprintuvo. Naudojamos celės vidaus schema parodyta (10 pav.).



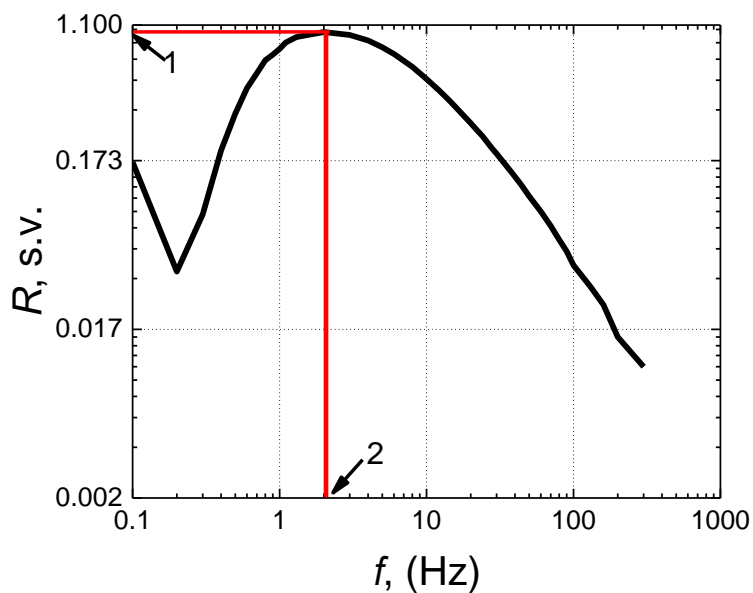
10 pav. Golay celės sandara [15]

Moduluota elektromagnetinė spinduliuotė per kūgį 1 ir įėjimo langą 2 patenka ant permatomos membranos 3. Ši membrana absorbuoja bangų galią ir įkaitina dujas esančias už jos privedama jas

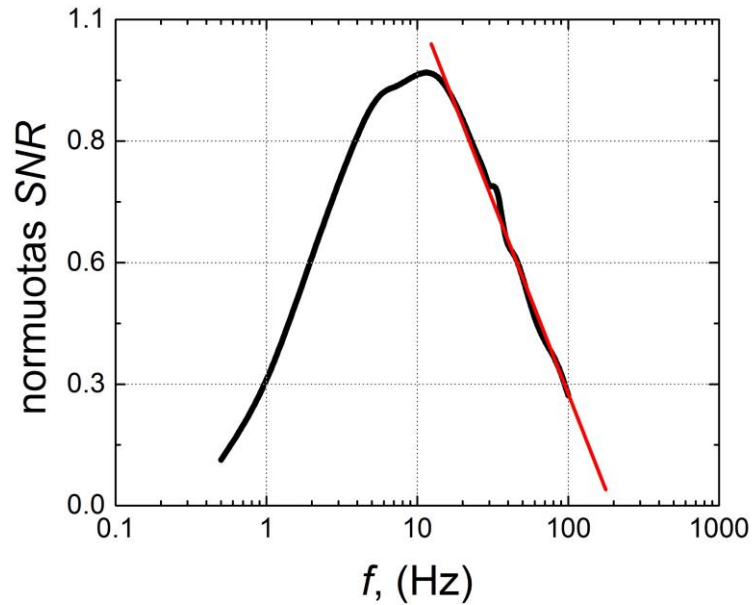
osciliuoti atkartojant priimamą signalą. Šios oscilacijos per kanalą 4 patenka ant membranos 5 kuri veikia kaip optinio mikrofono veidrodis.

Šviesos diodo 9 emituojama šviesa per kondensoriaus 6 lęšių ir rasterio 7, esančio lęšio 8 fokuso plokštumoje, viršutinę dalį, patenka ant membranos 5. Ši šviesa yra atspindima atgal per apatinę rasterio ir kondensoriaus lęšių dalį. Toliau, per veidrodį 10 ir diafragmą 11 patenka ant foto diodo 12. Dėl kintančio dujų slėgio, membrana 5 periodiškai osciliuoja ir tokiu būdu vis kitaip atspindi ant jos krintančią diodo šviesą. Šie atspindžio kitimai atsispindi fotodetektoriaus kuriamame elektriniame signale. Galiausiai šis signalas sustiprinamas ir patenka į prietaiso išėjimą.

Tokios celės detektuojamo signalo dažnis yra padiktutas absorbuojančios membranos ir vidaus dujų charakteristikomis [16] [17]. Savo kelyje bangos sutinka absorbuojančią membraną 3. Ji apibūdinama tuo, jog sugeria spinduliuotę kurios dažnis yra mažesnis nei 20 THz. Sąveikaudama su tokiomis bangomis membrana įkaista ir perduoda šilumą dujoms. Šioms dujoms įkaisti reikalingas yra nenulinis laiko tarpas dėl ko golay celė tampa lėtu įrenginiu. Geriausiai detektuojamas yra 2 Hz dažniu moduluota spinduliuotė (11 pav.)



11 pav. Golay celės atsako priklausomybė nuo detektuojamo signalo moduliacijos dažnio



12 pav. Golay celės signalo ir triukšmo santykio priklausomybė nuo detektuojamo signalo moduliacijos dažnio

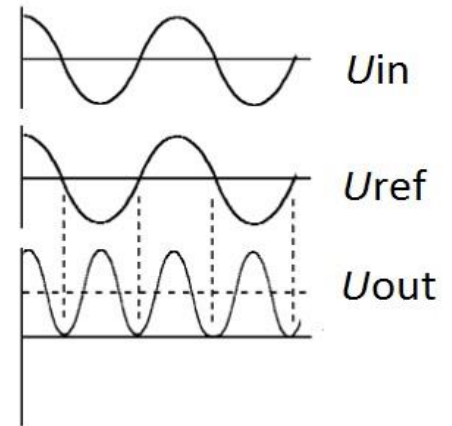
Viskas tai reiškia jog šio prietaiso pagalba efektyviai galima tirti žemu dažniu moduluotus signalus, kurių dažnis neviršija 20 THz.

4.4. LockIn stiprintuvo veikimo principas

LockIn stiprintuvas – prietaisas skirtas kintamų signalų amplitudei tirti. Svarbiu jo ypatumu yra jo nejautrumas pašaliniams trukdantiems signalams. Tai reiškia, jog prietaisas įgalina atlikti triukšmuose paskendusį signalų amplitudės analizę. LockIn stiprintuvų širdį sudaro fazei jautrus detektorius (ang. phase-sensitive detector), kuris atlieka kintamojo signalo konversiją į nuolatinį, amplitudei proporcingą signalą.

Šių prietaisų veikimas remiasi sinusinių funkcijų ortogonalumo savybe. Tai reiškia, jog kai dažnio f_1 sinusinis signalas yra sudauginamas su dažnio f_2 ($f_1 \neq f_2$) signalu ir rezultatas suintegruojamas laike, gaunama 0 lygus rezultatas. Kitu atveju, kai $f_1 = f_2$ ir signalai turi tą pačią fazę, suintegruojant gaunama ne nulinė vertė. Integravimo laikas turi būti daug ilgesnis už signalų periodą.

Taigi, veikimo idėja yra tokia (13 pav.): įėjimo signalas $U_{in}(s)$ yra sudauginamas su atraminiu signalu $U_{ref} = \sin(2\pi f_{ref}s)$, (kuris yra gaminamas prietaiso vidinio osciliatoriaus arba nuskaitomas iš išorės) ir gaunamas naujas $U_{out}(s)$ signalas turintis dvigubą dažnį $2f_{ref}$ su nuolatine amplitudės dedamąją. Toliau šis rezultatas suintegruojamas tam tikrą laiko tarpą T , taip gaunant tiriamo signalo amplitudės kvadratinės šaknies vidurkio vertę (RMS – root mean square). Būtent ši vertė yra LockIn stiprintuvo veikimo rezultatas, kuri yra lygi nuolatinės srovės stiprio vertei, kuri apkrovos varžoje išsklaidytų tokią pačią vidutinę galią taip ir tiriamas kintamas signalas. Trumpai čia aprašytas operacijas galima užrašyti taip:



13 pav. LockIn stiprintuvo signalai [18]

$$X = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t \sin(2\pi f_{ref}s) U_{in}(s) ds, \quad (4.4.1)$$

kur, f_{ref} – atraminis dažnis. Abu signalai turi būti vienodo dažnio nes visi fazę ar dažnį neatitinkantys trukdžiai yra nuslopunami beveik iki nulio.

Jeigu integravimo laikas T yra pakankamai didelis galima užrašyti:

$$X = \frac{1}{2} V_{sig} \cos(\theta), \quad (4.4.2)$$

kur, V_{sig} – įėjimo signalo amplitudė, θ – fazių skirtumas tarp įėjimo ir atraminio signalų.

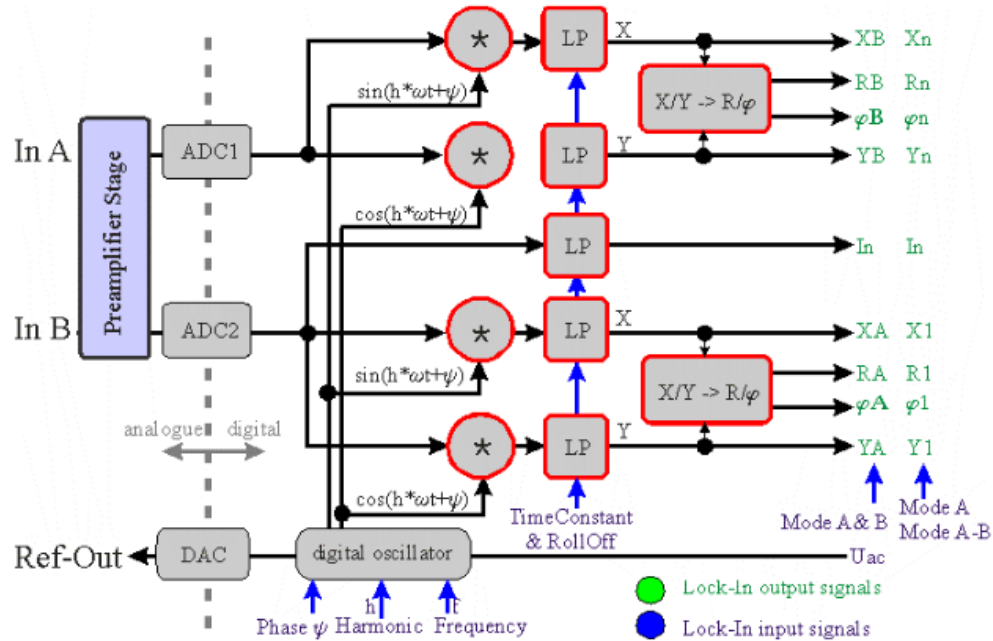
Siekiant išvengti X priklausomybės nuo fazės θ , tokie stiprintuvai lygiagrečiai papildomai atlieka dar vieną dauginimo ir integravimo operacijų seriją, tik šį kartą su atraminiu signalu kurio fazė yra pasukta 90 laipsniu t.y. $\cos(2\pi f_{ref}s)$. Tokiu būdu gaunamas dar vienas kvadraturiniu vadinamas išėjimo signalas $Y = \frac{1}{2} V_{sig} \sin(\theta)$. Dabar, turint X ir Y galima pašalinti priklausomybę nuo fazės θ :

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = V_{sig}. \quad (4.4.3)$$

Fazę sužinoti galima atlikę tokį skaičiavimą:

$$\tan(\theta) = \frac{X}{Y}. \quad (4.4.4)$$

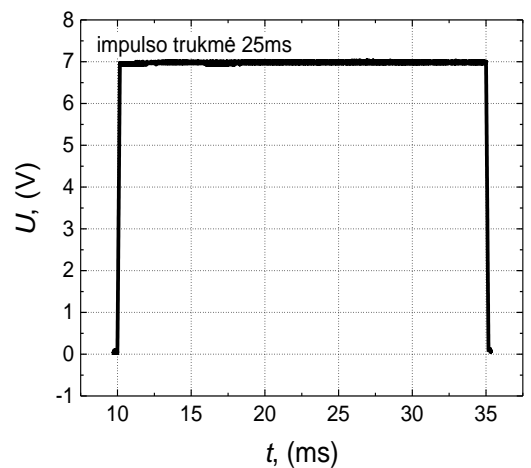
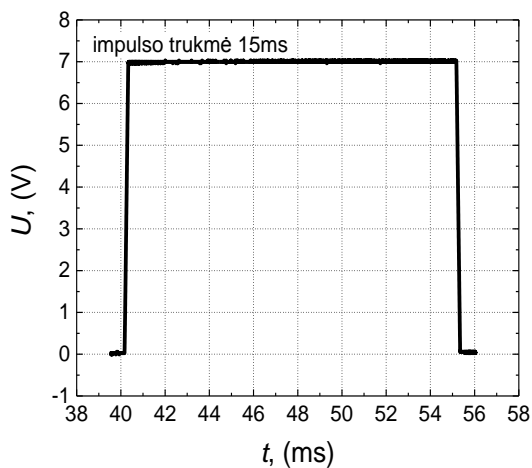
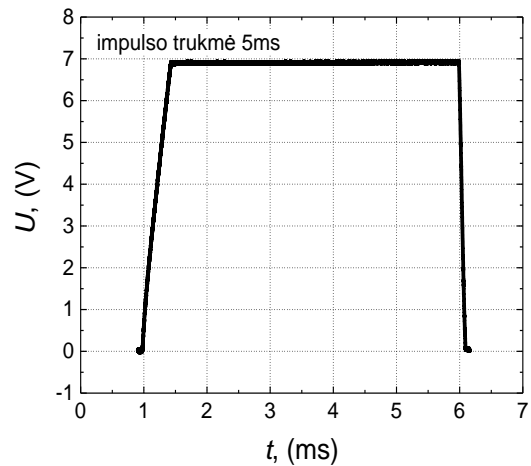
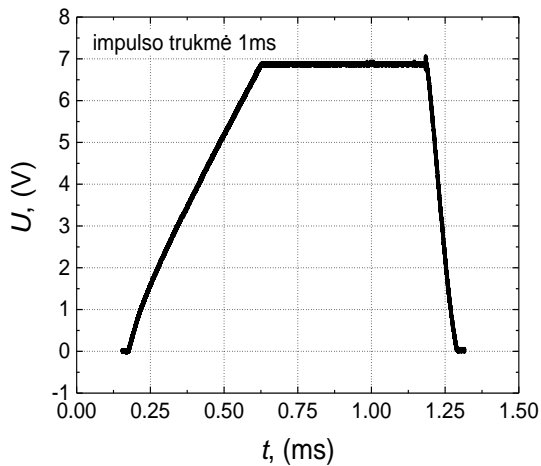
Darbe naudojamo LockIn stiprintuvo veikimo diagrama parodyta (14 pav.). Jis turi du įėjimus, per kuriuos paduodami yra signalai. Vėliau šie yra filtruojami, sudauginami su atraminiu signalu, ir vėl filtruojami. Paskutiniu žingsniu yra atliekami amplitudės ir fazės skaičiavimai.



14 pav. LockIn stiprintuvo veikimo diagrama [19]

4.5. Įtampos šaltinių netobulumų įskaitymas

Paveikslėlyje 8 parodyta, jog suplanuotame eksperimente emisijos signalo galia yra matuojama LockIn stiprintuvo pagalba. Skyriuje 4.4 paaiškinta jog vartotojui yra gražinamos tirtu signalo pagrindinės harmonikos vidutinę amplitudę reiškiančios vertės. Todėl atliekant duomenų analizę logiška yra nagrinėti signalo stiprio priklausomybę nuo jį sukeliančio impulsinio maitinimo vidutinės galios. Vidutinę galią yra paprasta suskaičiuoti žinant impulsų periodą T ir trukmę τ . Reikia tiesiog momentinę galią $P = UI$ padauginti iš impulso trukmės ir padalinti iš periodo. Tačiau atliekant eksperimentą paaiškėjo jog sutrumpinus impulsų trukmę, dėl savo inertiškumo, impulsus generuojantis prietaisas pradeda juos gaminti iškraipytus (15 pav).



15 pav. Keysight 2901A įtampos šaltinio generuojami impulsai esant skirtingai jų trukmei

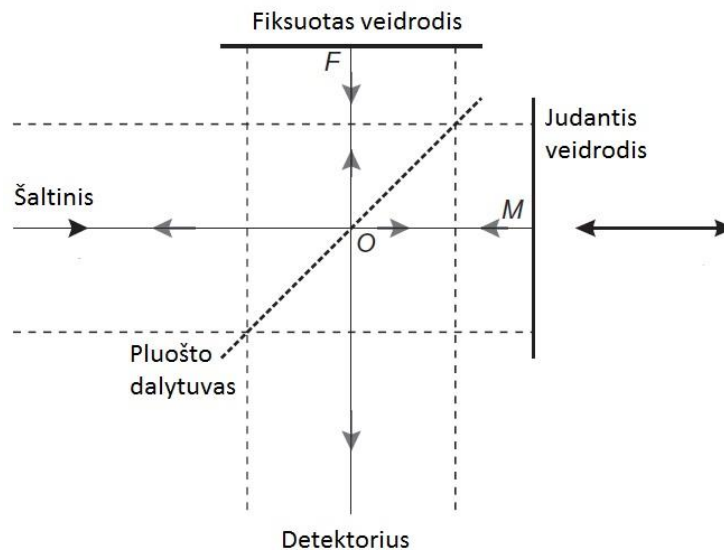
Toks iškraipymas gali siekti iki 17% esant 7 V maitinimo įtampai, todėl tais atvejais paprastas vidutinės galios skaičiavimo metodas jau netinka. Šiame darbe buvo pasielgta kitaip. Naudojamas yra impulsų integravimo būdas. Daroma taip: turint oscilografu išmatuotą įtampos impulsą, padauginama jį iš srovės ir gaunamas galios impulsas. Šis impulsas vėliau suintegruojamas ir plotas padalinamas iš periodo. Taip gaunama to impulso vidutinė galia.

4.6. Spinduliuotės spektro nustatymo eksperimentas

Charakterizuojant įvairių spinduliuotės šaltinių parametrus, svarbu yra atlikti jų sklaidžiamos emisijos spektro nustatymą. Tai yra antroji šio darbo užduotis. Dažniausiai tokio tipo matavimai atliekami panaudojant spektro analizatorius. Tačiau, tokio diapazono analizatoriaus laboratorijoje neturime. Todėl teko adaptuoti kitokį metodą.

Geras būdas spinduliuotės spektro nustatymui, yra interferometrijos matavimai [20]. Tokio metodo pagrindą sudaro, šaltinio emisijos spindulio padalinimas į dvi dalis ir nukreipimas juos skirtingais keliai to pačio taško link siekiant sukurti ten jų interferenciją. Atliekant tokios interferogramos furier analizę galima nustatyti spinduliuotės spektrą. Tokiems matavimas atlikti reikalinga yra surinkti interferometrą.

Paprasčiausiu interferometru yra Michelsono interferometras. Ši sistema matuoja inteferuojančio spindulio intensyvumą kaip funkcija nuo dviejų spindulių kelio skirtumo. Tokio Michelsono interferometro brėžinys parodytas (16 pav.). Jį sudaro: Spinduliuotės pluošto dalytuvas, (ang. Beam splitter) fiksuotas veidrodis bei judantis veidrodis. Paskutinis skirtas kelių skirtumo įvedimui.

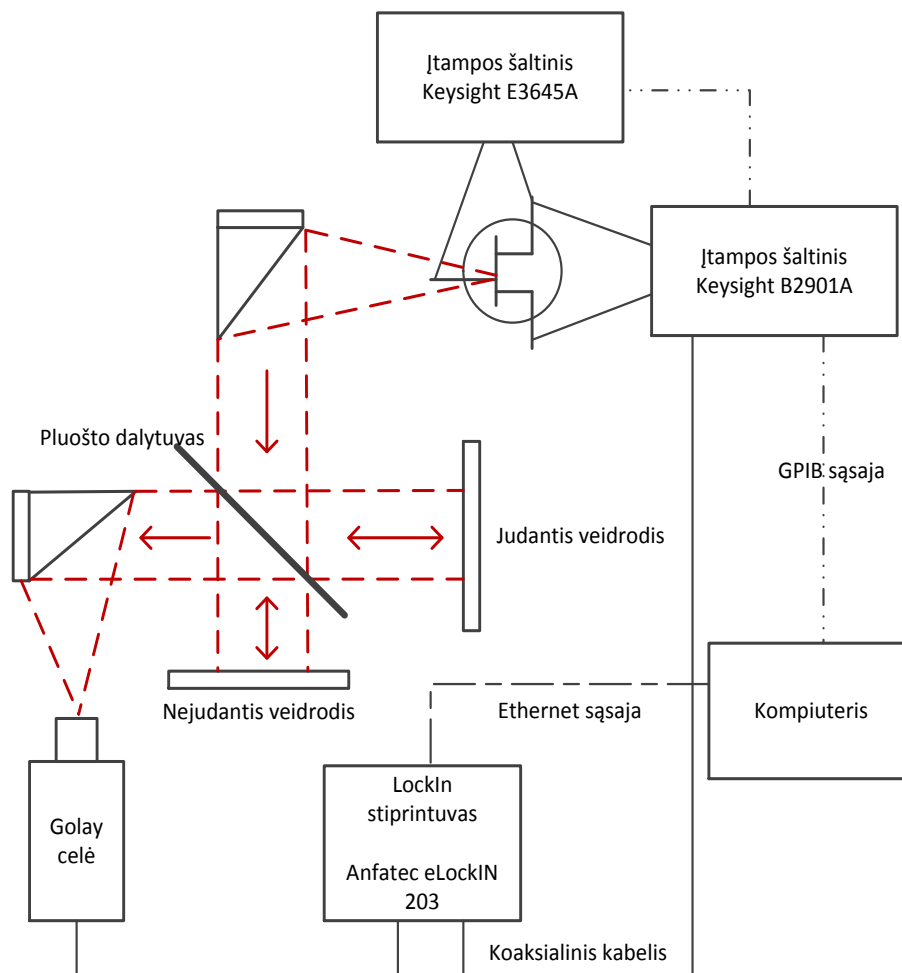


16 pav. Michelsono interferometras, spinduliuotės pluošto centras pavaizduotas juoda linija [20]

Tiriamo spinduliuotės šaltinio, emisijos pluoštas yra nukreipiamas į pluošto dalytuvą. Čia jis dalinai atsispindi fiksuoto veidrodžio „F“ link ir dalinai praeina judančio veidrodžio „M“ link. Nuo veidrodžių atsispindėję ir sugrįžę spinduliai interferuoja vienas su kitu ir po dalinio atspindžio bei praėjimo patenka į detektorius. Šio kombinuoto spindulio intensyvumas priklauso nuo šių dviejų spindulių praeito kelio skirtumo. Toks intensyvumo kitimas turi savyje informaciją apie tiriamos spinduliuotės spektrą. Šie duomenys vėliau yra sužinomi atlikus furier transformaciją.

Šiame darbe naudojama tokios sistemos realizacija parodyta (17 pav). Joje papildomai yra dar du paraboliniai veidrodžiai bei elektromagnetinių bangų filtrai. Visi čia naudojami prietaisai yra tie patys

ir sujungti taip pat, kaip ir signalo amplitudės tyrimo eksperimente (8 pav). Skirtumas tik toks, jog spinduliuotės kelyje yra patalpintas interferometras.



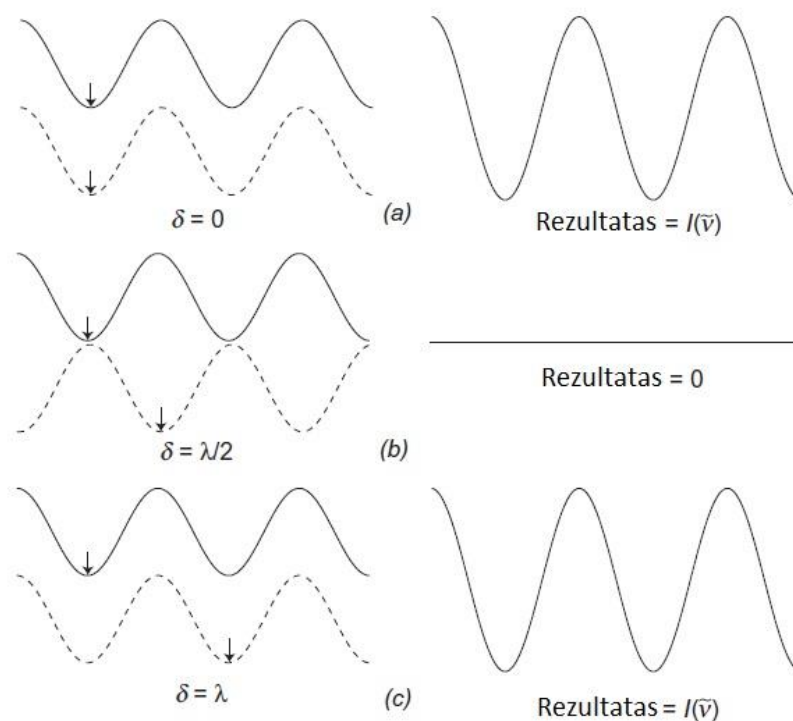
17 pav. Naudoto interferometro schema, brūkšninės linijos ir strėlės vaizduoja spinduliuotę

Matavimai atliekami pasirinkus tranzistoriaus darbo sąlygas ir maitinant jį impulsine įtampa. Tada paleidžiamas veidrodžio poziciją valdantis varikliukas. Dėl Golay celės ir eksperimento specifikos buvo pasirinkta bandinį žadinti 20 Hz dažniu. Detekcijos jautrumo ir triukšmo atžvilgiu tai nėra geriausias pasirinkimas (11 pav.), (12 pav.). Tačiau, atkreipiant dėmesį į tai jog žemesnis dažnis reikštų ilgesnį matavimą buvo apsisutuota ties juo. Sprendimas šis buvo motyvuotas pastebėjimo jog, kuo ilgiau vyksta eksperimentas tuo labiau pasireiškia bandinio kaitimo bei aplinkos kitimo efektai. Prarandamas efektyvumas yra kompensuojamas atliekant daugelio trumpesnių matavimų vidurkinimą.

4.7. Interferencijos susidarymo principas

Michelsono interferometro veikimo principams paaiškinti pirmiausia galima nagrinėti idealizuotą atvejį. Tai yra: spinduliuotės šaltinis generuoja monochromatinį idealiai kolimuotą emisijos pluoštą, bei pluošto dalytuvas praleidžia ir atspindi lygiai po 50% spinduliuotės galios. Tegul nagrinėjamos spinduliuotės bangos ilgis yra λ_0 , bangos skaičius ν_0 , o intensyvumas I .

Tarkime, kad judantis veidrodys yra laikomas kažkokioje fiksuotoje padėtyje. Tokiu atveju, pluoštų kelių skirtumas δ yra: $\delta = OM-OF$ (16 pav.). Tegul, veidrodžiai stovi taip, kad $\delta = 0$. Tada po atspindžių susitekę spinduliai yra tos pačios fazės. Tai reiškia, kad jie interferuos konstruktyviai ir detektorius fiksuos maksimalų signalą (18 a pav.). Jeigu dabar pastumti judantį veidrodį taip kad $\delta = 0.5\lambda_0$ susikurs atvejis, kai pluoštų fazės yra priešingos ir jie nuslopins vienas kitą (18 b pav.). Tolimesnis judančio veidrodžio pastūmimas per $\delta = 0.5\lambda_0$ vėl gražins maksimalaus detektuojamo signalo atvejį nes vėl nebus fazių skirtumo. Taip, mažu žingsniu, keičiant judančio veidrodžio poziciją ir užrašant detektuojamo signalo intensyvumo priklausomybę gaunama kosinusinė jo priklausomybė. Tokio kosinuso periodas priklauso nuo bangų dažnio todėl dabar jį galima susiskaičiuoti.



18 pav. Elektromagnetinės interferuojančios bangos ir atitinkamos interferogramos esant skirtingoms δ vertėms [20]

I priklausomybė nuo δ užrašoma taip:

$$I(\delta) = 0.5I(\nu_0)(1 + \cos(2\pi\nu_0\delta))$$

Akivaizdu, jog visada tokiose sistemose atsiranda nuostolių. Atsiranda jie dėl pluoštų dalytuvo netobulumo, nuostolių veidrodžiuose, bei jų pozicijos netikslumų, aplinkos sąlygų arba panašiai. Todėl, reikia įvesti juos įskaitantį daugiklį.

Paminėtas sistemos komponentų pozicijos netikslumas, yra rimtas iššūkis. Paruošiant sistemą darbui tai yra eksperimentatoriaus užduotis užtikrinti tinkamą jų išsidėstymą. Šiuo atveju tai buvo padaryta panaudojant pakankamai galingą lazerį kurio šviesą atitinkamo vizualizatoriaus pagalba galima pamatyti.

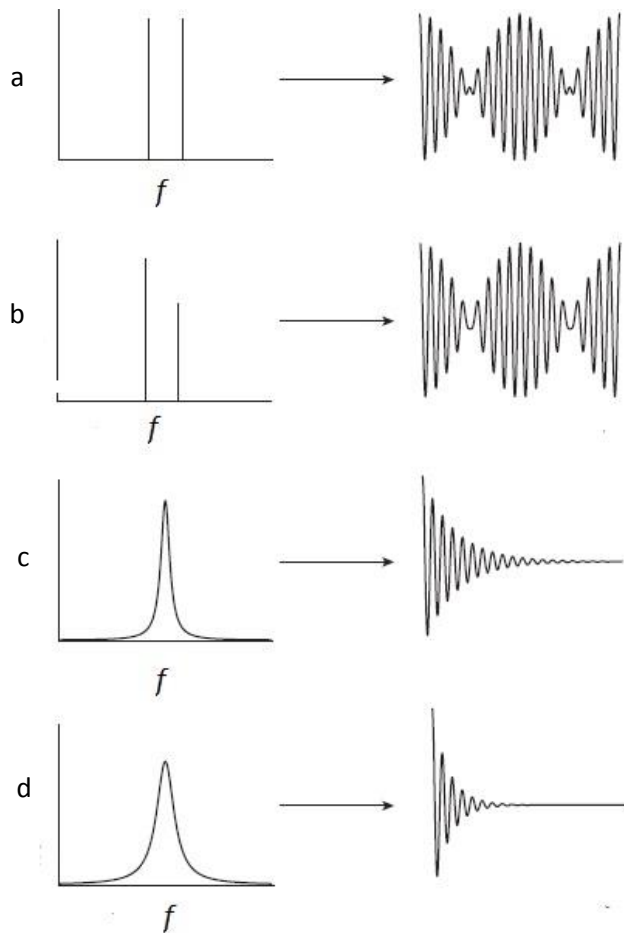
Pirmiausia yra sutvarkoma pluoštų dalytuvo pozicija. Daroma taip: uždengiamas judantis veidrodis tam, kad į jį patenkanti spinduliuotė negrižtų. Tada, dalytuvas pastatomas taip, kad nuo fiksuoto veidrodžio atsispindėjusios spinduliuotės 50 % nuo dalytuvo atsispindėtų 90 laipsnių kampų detektoriaus link. Tada atidengiamas judantis veidrodis ir sureguliuojamas taip kad vizualiai (minėto vizualizatoriaus pagalba) detektoriaus vietoje būtų matyti interferenciniai žiedai. Taip reguliuojama yra tol, kol randamas interferencijos žiedų centras. Pozicionavimo tikslumas papildomai buvo tikrinamas panaudojant turimą elektroninį bangų šaltinį. Šis šaltinis generuoja vieno dažnio bangas, ir iš jų interferogramos gylio (signalas turi mažėti iki nulio) bei kosinuso simetrijos galima padaryti išvadas apie kalibravimo kokybę.

4.8. Plataus spektro signalų tyrimas

Kai tiriamasis spinduliuotės šaltinis emituoja daugiau negu vieno dažnio bangas, stebima yra kitokia nei 18 paveiksle parodyta interferogramos forma (19 pav.). Tai reiškia kad stebima yra visų atskirų dažnių interferogramų superpozicija. Taip pat kaip ir prieš tai, atlikus furier transformacija gaunamas informacija apie spektrą.

I priklausomybė nuo δ tada užrašoma taip:

$$I(\delta) = \int_0^{\infty} 0.5I(\nu_0)(1 + \cos(2\pi\nu_0\delta)) d\nu_0 \quad (4.8.1)$$

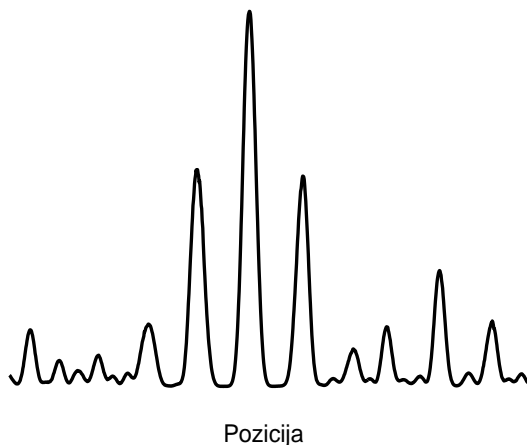


19 pav. Plataus spektro signalų spektrai ir atitinkamos interferogramos [20], a) ir b) kai signalą sudaro du dažniai, c) ir d) kai signalas yra plataus spektro

Dažnai spinduliuotės šaltiniai charakterizuojami plačiu spektru, todėl tyrimai atliekami yra judančio veidrodžio pozicijų aplinkoje, kur $\delta = 0$. Taip yra todėl, kad kuo daugiau skirtingo dažnių bangų sudaro signalą, tuo sunkiau yra patenkinti konstruktyvios interferencijos sąlygas. Taip yra todėl, nes yra mažai taškų kur visos fazės sutampa. Tokia interferograma turi siaurą pyką (19 d pav.), todėl svarbu yra gerai parinkti veidrodžio judesio žingsnį kad sugebėti jį užfiksuoti. Veidrodžio žingsnio ir jo pozicijų aplinkos pasirinkimas yra svarbus ir todėl, kad apsprendžia kokią spektro dalį galima ištirti. Kuo mažesnis žingsnis tuo didesnio dažnio signalus, o kuo didesnė žingsnių aplinka, tuo žemesnio dažnio signalus galima užfiksuoti.

Kaip jau buvo minėta, tyrimai yra atliekami aplinkoje kur $\delta = 0$. Todėl, iš pradžių, šį tašką reikia nustatyti. Šiame darbe tai buvo padaryta panaudojant turimą elektroninį šaltinį. Šio šaltinio skleidžiamų vienmodžių bangų dažnį galima reguliuoti. Išmatavus ilgas keleto skirtingų dažnių bangų interferogramas, buvo tikėtasi surasti tašką kur susitinka jų visų maksimumai. Lengviausia tai padaryti

sudauginus jų interferogramas ir radus didžiausią ekstremumą (20 pav.). Šio ekstremumo vietos žinojimas tapatus $\delta = 0$ taško radimui.



20 pav. Keleto skirtingų dažnių signalų interferogramų sandauga. Didžiausias pykas atitinka $\delta = 0$ tašką

4.9. Matavimus atliekančios programos

Šiame darbe atliekami eksperimentai susideda iš daugelio kompleksinių veiksmų. Matavimams atlikti reikia nustatyti tranzistoriaus darbo tašką, valdyti prietaisus bei nuskaityti duomenis. Daryti viską rankomis būtų neprotinga ir net neįmanoma. Turimų stendų veikimo automatizavimui yra būtina sukurti jų kontroliavimą vykdančią aparatą. Šiuo atveju tai yra kompiuteryje veikiančios Labview programos.

Pasiruošiant eksperimentų atlikimui buvo parašyto dvi Labview programos:

1. Pirmoji atlieka emituojamo signalo stiprio matavimus keičiant tranzistoriaus veikimo sąlygas. Šios programos pagrindą sudaro du ciklai. Vienas iš jų rūpinasi tranzistoriaus santakos įtampos keitimu bei duomenų nuskaitymu, o kitas užtūros įtampos keitimu. Daroma tai GPIB sąsajos pagalba siunčiant įtampos šaltiniams suprantamas komandas. Kiekvieną kartą nustačius naują darbo tašką, per ethernet sąsają nuskaityti Lock In stiprintuvo matavimų rezultatai kurie yra įrašomi į programos atmintį. Matavimams pasibaigus sukaupti duomenys įrašomi į nurodytą kompiuterio atminties vietą.
2. Antroji programa atlieka emisijos spektro matavimus. Šiuo atveju matavimai yra ilgi ir reikalauja daug atminties. Todėl, pasirinkta buvo nedaryti pernelyg universalios programos. Tai reiškia, jog pradėdant naują matavimą užtūros ir santakos įtampas nustato

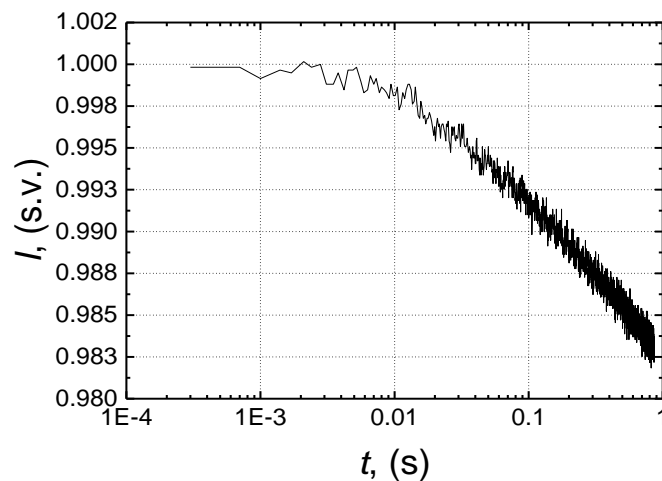
eksperimentatorius. Programa gi, nurodyta kiekį kartų pamatuoja ilgas interferogramas ir sukaupia duomenys. Daroma tai keičiant bei sekant judančio veidrodžio poziciją. Pozicijos keitimui naudojamas yra žingsninis variklis.

4.10. Krūvininkų pagavimo, išlaisvinimo procesų tyrimo metodas

Yra keletas krūvininkų pagavimo centrų ir jų įtakos tyrimų metodų. Vieni iš jų pagrįsti bandinių talpos, kiti diferencialinio laidžio arba triukšmų matavimais. Paprastumo dėlei, šiame darbe yra pasinaudota A. del Alamo ir jo kolegų pasiūlytu metodu [13]. Jo esmę sudaro, krūvininkų pagavimo, išlaisvinimo procesų sukeltos, srovės kitimo matavimas ir analizė siekiant aprašyti šį procesą skirtingų laiko pastoviųjų eksponentėmis.

Pastebėta, jog greitai įjungus ir palaikant prie bandinio santakos pridėtą įtampą galima stebėti, per ji tekančios srovės I mažėjimą laikui bėgant (21 pav.). Būtent šio proceso dinamikai tirti šis metodas yra pritaikomas. Metodo veiksmingumui užtikrinti svarbu yra greitas, milisekundžių intervalais, srovės matavimas. Pamatuotoje priklausomybėje bus matyti, krūvininkų pagavimo ir išlaisvinimo vyksmų daromi poveikiai. Sekantis žingsnis – „sufitinti“ gautus duomenis panaudojant iš daug eksponenčių (eksperimentai parodė jog 50 yra optimalu), su skirtingomis laiko pastoviosiomis τ_i , susidedančią funkciją:

$$I = \sum_{i=1}^n a_i \exp(-t/\tau_i) + I_{\infty}. \quad (4.10.1)$$



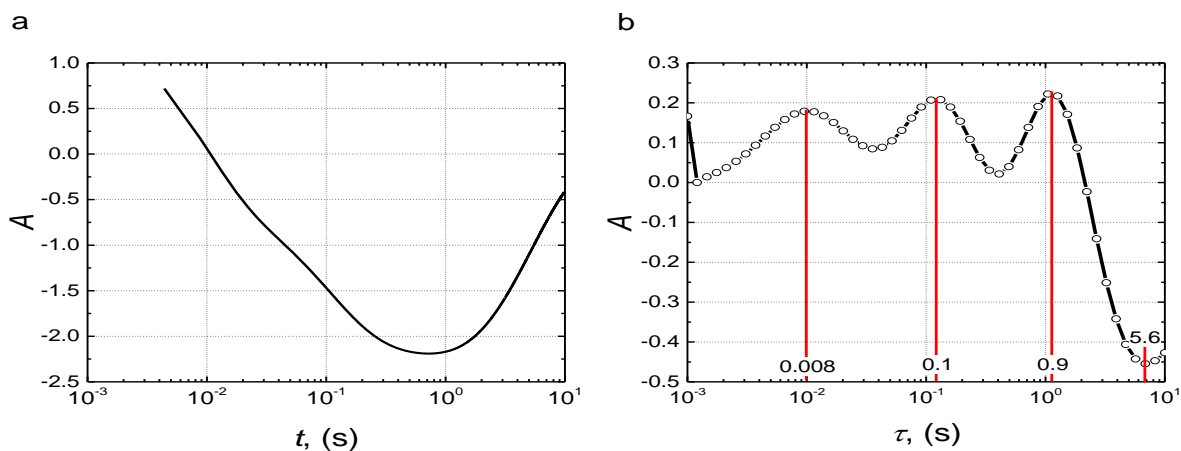
21 pav. Krūvininkų pagavimo proceso sukeltas srovės kitimas laikui bėgant

Laiko pastoviosios τ_i , yra fiksuotos, o fitinimo parametrais yra koeficientai a_i . Fitinama yra naudojant mažiausio vidurkio kvadrato algoritmą su tam tikra kainos funkcija. Atidėję gautus parametrus kaip funkcija nuo τ galima pastebėti kurie dėsniai (ten kur yra pykai) dominuoja tiriamame procese ir nustatyti jų laiko pastoviąsias. Teigiamos a_i vertės atitinka krūvininkų pagavimo, neigiamos išlaisvinimo procesus.

Paminėta kainos funkcija yra aprašyta taip, kad skaičiavimo algoritmas sumažintų:

- sufitintos ir originalios priklausomybių nuokrypio kvadratą (fito taisyklumumui užtikrinti),
- koeficientų a_i ir a_{i+1} skirtumą (tam kad priklausomybė $a_i(\tau)$ būtų glotni),
- visų a_i koeficientų sumą (tam kad panaikinti nereikšmingus a_i koeficientus).

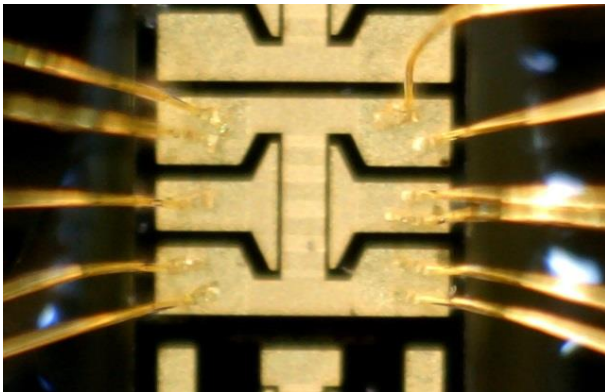
Čia aprašyto algoritmo veikimą galima pademonstruoti pavyzdžiu. Yra tarkime, iš karto žinoma, kažkokia atsitiktinė, kelių eksponenčių funkcija: $2*\exp(-t/0,0085)+1,6*\exp(-t/0,1)+1*\exp(-t/0,8)-3*\exp(-t/5.5)$. Tų eksponenčių laiko pastoviosios yra: 0.0085, 0.1, 0.8, 5.5 s. Apsimetę kad jų nežinome, algoritmo pagalba jas nustatysime. Suskaičiavę funkcijos vertes ir atlikę atitinkamas algoritmo operacijas gauname (22 pav.) parodyta rezultata. Paveikslėlyje „b“ parodytas šio atvejo laiko pastoviųjų spektras su pikais kaip tik tose vietose kurios atitinka pavyzdinės funkcijos eksponenčių laiko pastoviąsias. Taigi matoma, jog algoritmas veikia.



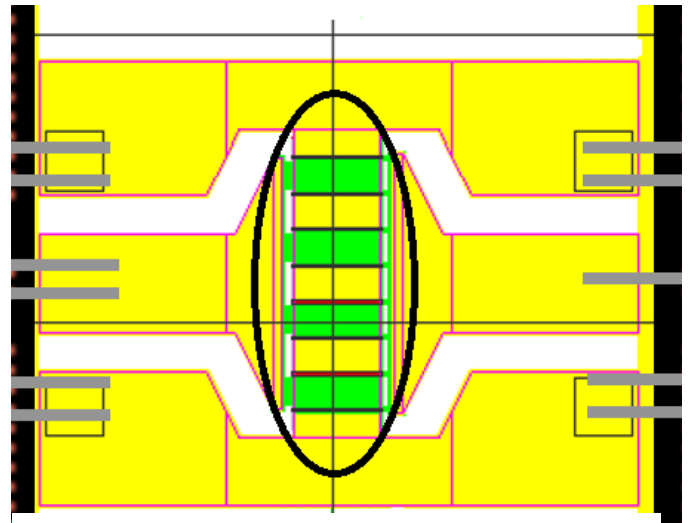
22 pav. Krūvininkų pagavimo, išlaisvinimo proceso tyrimo algoritmo veikimo pavyzdys: „a“ – bandomoji funkcija, „b“ nustatytas laiko pastoviųjų spektras

5. Bandinių aprašymas

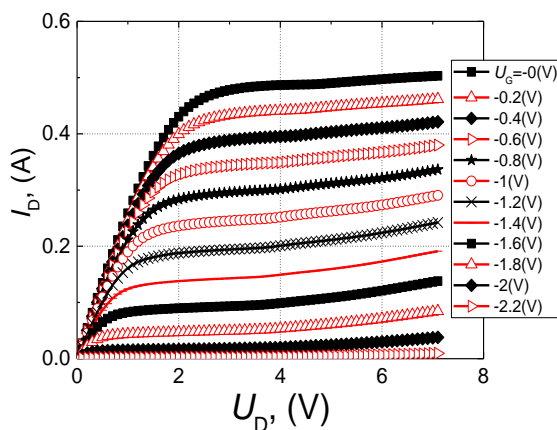
Šio darbo tiriamuoju objektu buvo didelės galios, didelio elektronų judrio tranzistorius pagamintas iš AlGaN ir GaN medžiagų. Susideda jis iš aštuonių nuosekliai sujungtų tranzistorių. Kiekvieno iš jų plotis yra $125\ \mu\text{m}$ o ilgis $250\ \text{nm}$. Bandinio nuotrauka yra parodyta (23 pav.), o tikslesnė struktūra (24 pav.). Struktūroje bandinys yra pažymėtoje dalyje, kur žaliai pažymėto santakos sritys, geltonai išstakos sritys, o užtūrą vaizduoja juodos horizontalios linijos. Pagrindinės šio tranzistoriaus elektrinės charakteristikos parodytos grafiškuose žemiau.



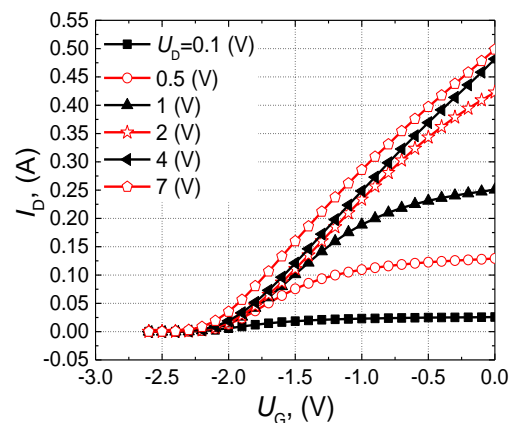
23 pav. Tirtu AlGaN/GaN didelės galios, didelio elektronų judrio tranzistoriaus nuotrauka



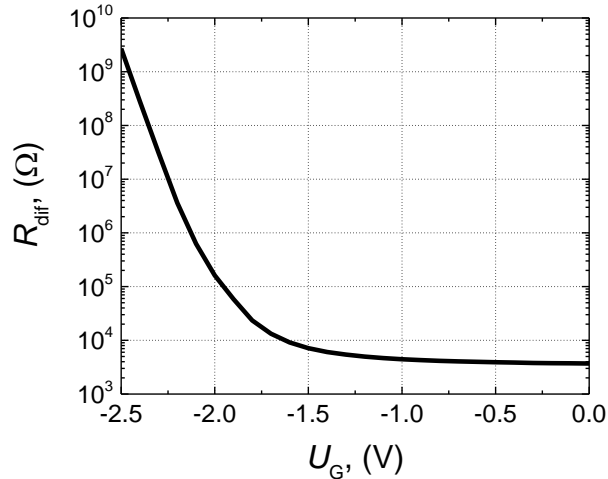
24 pav. Tirtu AlGaN/GaN tranzistoriaus struktūra



25 pav. Tirtu tranzistoriaus voltamperinė charakteristika



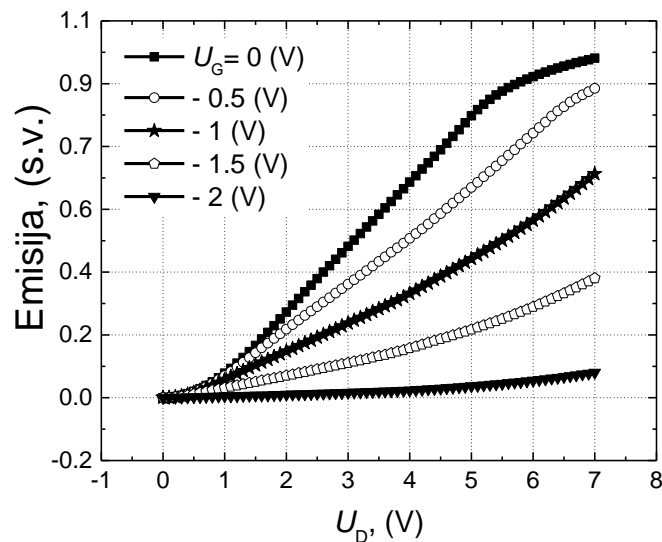
26 pav. Bandinio perdavimo charakteristika



27 pav. Bandinio diferencialinės varžos priklausomybė nuo užtūros įtampos

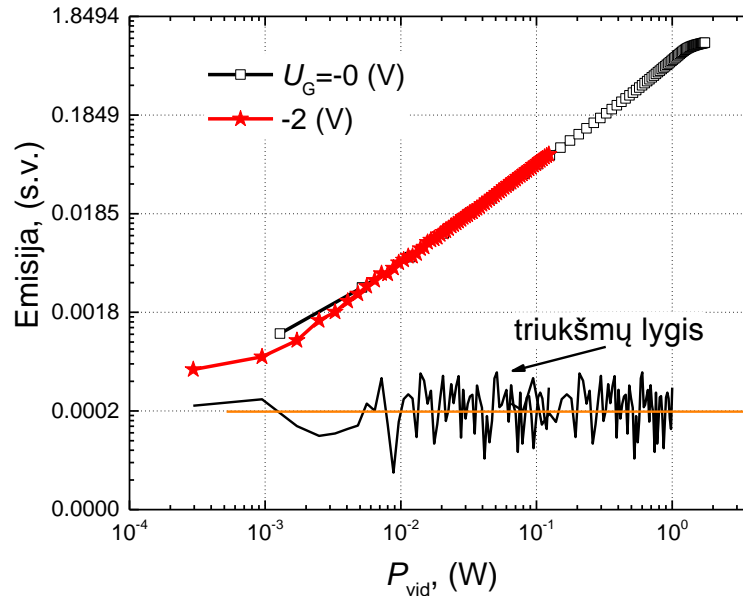
6. Pagrindiniai rezultatai

Atlikus bandinio elektrinių charakteristikų matavimus buvo pradėti jo emituojamos elektromagnetinės spinduliuotės tyrimai. Pradėta buvo nuo šio signalo stiprio priklausomybių matavimų. Dirbama buvo naudojant paveiksle 8 parodytą standą. Tiriamasis bandinys maitinamas buvo impulsine įtampa kurių periodas T parinktas 50 ms. Tranzistoriaus darbo sąlygos keičiamos įvairiai varijuojant užtūros U_G ir santakos U_D įtampos dydžius. Pavyzdinės emisijos signalo stiprio priklausomybės nuo santakos maitinimo įtampos, esant impulsų užpildai 50% bei skirtingai užtūros įtampai, parodytos paveiksle 28.



28 pav. Bandinio emisijos signalo stiprio priklausomybės nuo santakos maitinimo įtampos, esant impulsų užpildai 50% bei skirtingai užtūros įtampai

Galima pastebėti, jog pamatuota signalo amplitudė, kuri yra proporcinga spinduliuotės galiai, mažėja didinant užtūros įtampą. Taip yra dėl to, jog, kintant šiai įtampai didėja bandinio varža (27 pav.). Tai reiškia, kad sumažėja ant bandinio krentanti galia, dėl ko, stebimas nuo jos priklausančios emisijos silpnėjimas. Tuo galima įsitikinti pažiūrėjus į emisijos stiprio priklausomybę nuo vidutinės galios P_{vid} (29 pav.). Matoma, jog nepriklausomai nuo užtūros įtampos, vienoda galia reiškia tokį patį spinduliavimą.

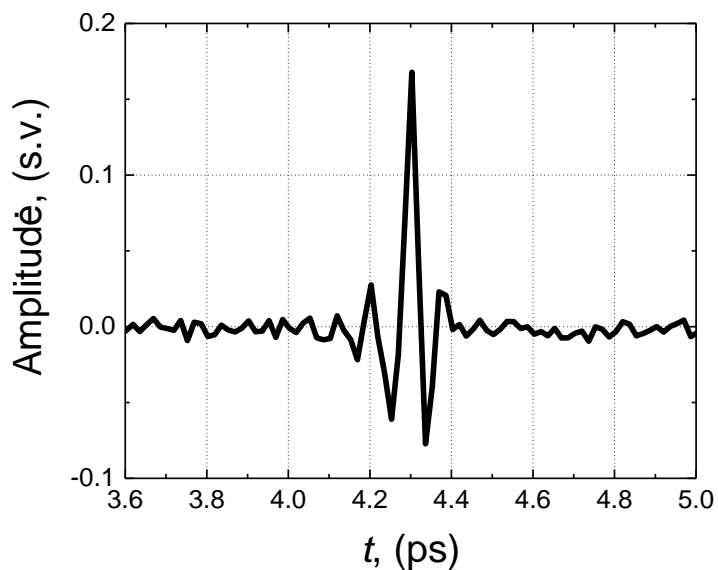


29 pav. Bandinio emisijos stiprio priklausomybė nuo vidutinės galios P_{vid} esant impulsų užpildai 50% bei skirtingai užtūros įtampai

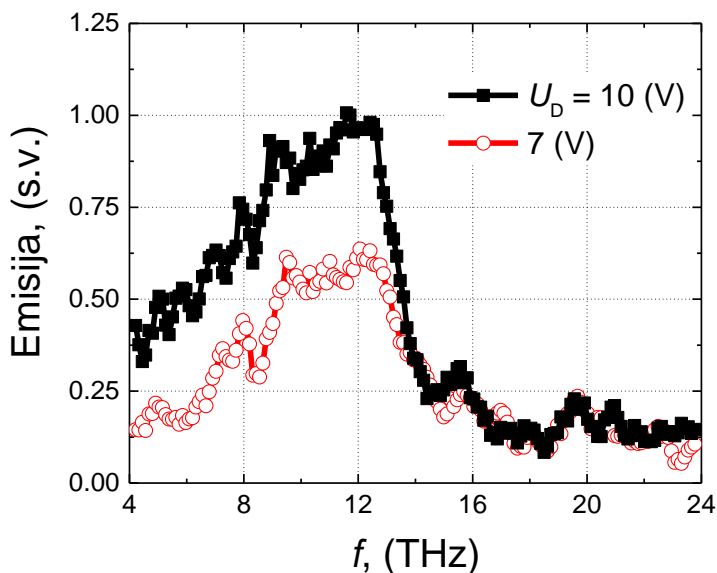
Pabaigus šiuos matavimus, darbo stendas buvo pakeistas į spinduliuotės spektro matavimo grandinę (17 pav.). Jos pagalba užrašius interferogramas, bei panaudojant FFT analizę, gaunami spektrai. Tokie matavimai atlikti tikintis pastebėti plazmoninę šių tranzistorių emisiją.

Pirmųjų matavimų rezultatai pateikti žemiau. Čia parodytos pamatuotų interferogramos (30 pav.) ir spektrų (31 pav.) priklausomybes keičiant santakos įtampą, kai užtūros įtampa $U_G = 0V$. Pirmuoju žvilgsniu, šie rezultatai nesiderina su plazmoninės emisijos galimybe. Parodyti dažniai yra stipriai per dideli. Tokių bandinių plazmoninės emisijos dažnis neturėtų viršyti kelių terahercų. Parodytą spektrą galima būtų paaiškinti bandinio šiluminės emisijos buvimu. Toks pastebėjimas yra galimas, kadangi darbo metu bandiniu teka didelė (iki 0.5 A) srovė, kas reiškia, jog bandinys šyla [21]. Dėl tokio šilimo įkaista ir šalia esantys tranzistoriaus laikiklio komponentai, pavyzdžiui silicio lęšis. Tokiu būdu susikuria aplinkos šiluminiame fone išsiskirianti šiltų objektų visuma kurios spinduliavimas ir buvo užfiksuotas.

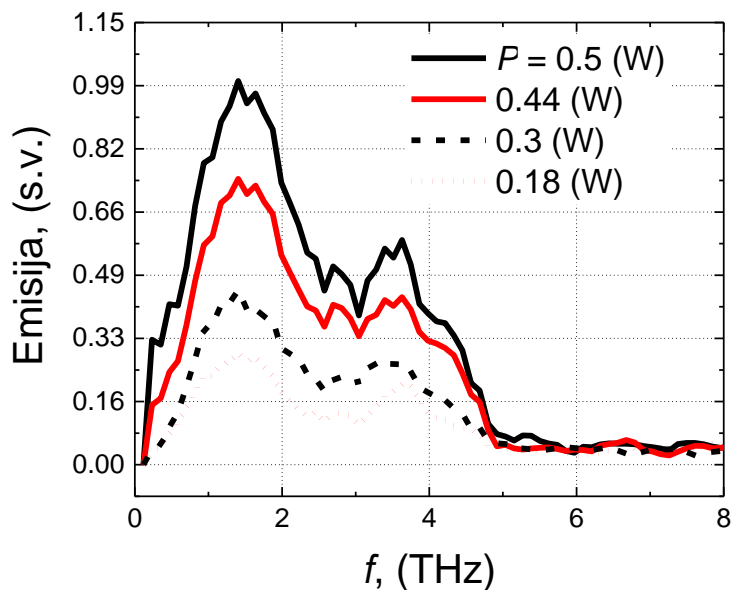
Šios hipotezės patikrinimui, tame pačiame stende, buvo atlikti turimo, atraminio, šiluminio šaltinio spektro matavimai (32 pav.). Pagrindiniu šio eksperimento rezultatu yra pastebėjimas, kad keičiantis šaltinio veikimo sąlygoms, kečiasi tik emisijos intensyvumas. Bei, nėra galios pagal dažnius pasiskirstymo pokyčių. Galima dabar pastebėti, jog bandinys elgiasi panašiai, todėl galima tikėti jog iškelta hipotezė yra teisinga.



30 pav. Pamatuota interferograma kai tranzistoriaus užtūros įtampa $U_G = 0V$, o santakos įtampa $U_D = 7V$

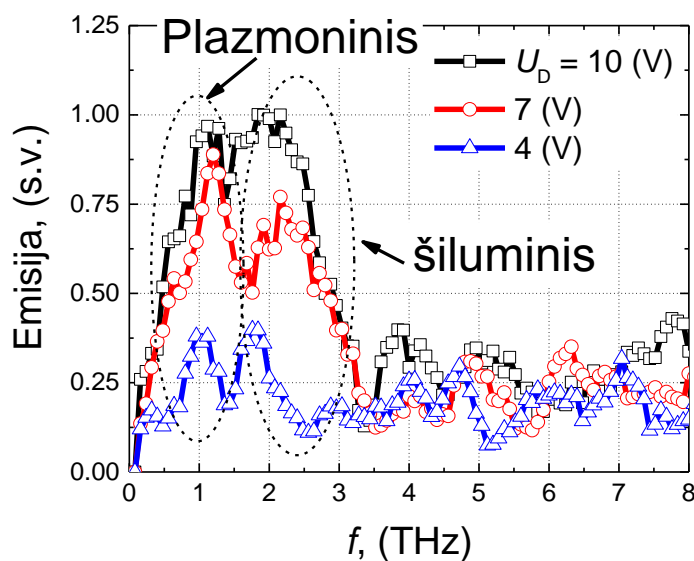


31 pav. Tirtu tranzistoriaus emisijos spektrai keičiant santakos įtampą U_D kai užtūros įtampa $U_G = 0V$



32 pav. Atraminio šiluminio šaltinio emisijos spektrai esant skirtingoms maitinimo galioms

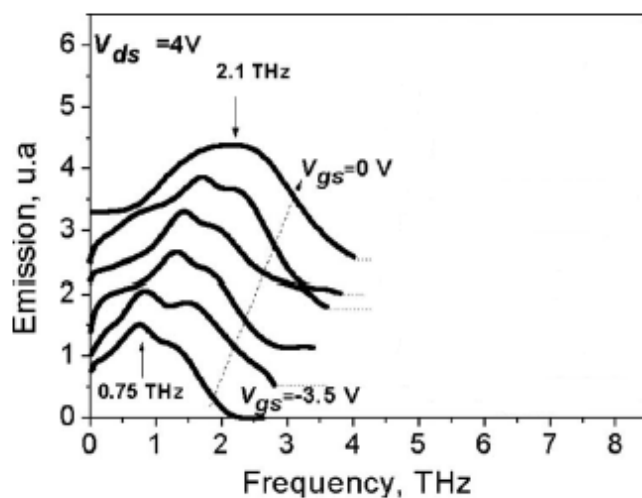
Mus dominančio spektro ruožo analizei (t. y. apie kelis THz) reikalingi buvo eksperimento patobulinimai. Tam, kad nuslopinti stipriai didesnės galios šiluminę emisiją, prieš pat detektorių buvo patalpintas 3 THz filtras. Nufiltravus didžiąją dalį tokios emisijos buvo gauti tokie spektrai (33 pav.). Matuota keičiant santakos įtampą U_D ir užtrumpinus užtūros kontaktą.



33 pav. Tirto tranzistoriaus emisijos spektrai keičiant santakos įtampą U_D kai užtūros įtampa $U_G = 0V$ panaudojant 3 THz filtrą

Įsižiūrėjus į šį spektrą galima pastebėti, jog jis susideda iš dviejų dalių. Prie didesnių įtampų, šie du emisijos pobūdžiai yra beveik susilieję, tačiau, sumažinus įtampą, yra pastebimas pasidalijimas. Šiluminei emisijai nuslopus paryškėja kažkokios kitos prigimties spinduliuotė. Tikėtina, jog tai yra šiame darbe ieškoma plazmoninė emisija.

Mokslinėje spaudoje, Diakonov'o ir Shur'o plazminių bangų emisijos modelis yra įgijęs populiarumą, todėl jau tapo įprasta remiantis juo nagrinėti stebimus rezultatus, kaip pavyzdžiui [22], arba [23] straipsniai. Straipsnyje [22], buvo atliekamas panašus eksperimentas, todėl savo rezultatus palyginome su ten atspausdintais. Tame darbe autoriai padarė išvadą jog minėta teorija pasitvirtina, nes pastebėti jai charakteringi bruožai. Pavyzdžiui, tokia emisija turi būti stebima tik viršijus slenkstinį, nuo santakos įtampos priklausantį, elektronų lėkio greitį. Tokio postulato mūsų laboratorijoje patikrinti nepavykta, todėl negalime juo remtis išvadoms padaryti. Pasirinkome kitą būdą. Kaip yra parodyta jau minėtame darbe, keičiant užtūros įtampą U_G , turi būti stebimas pagrindinio plazmoninio dažnio poslinkis (34 pav.).



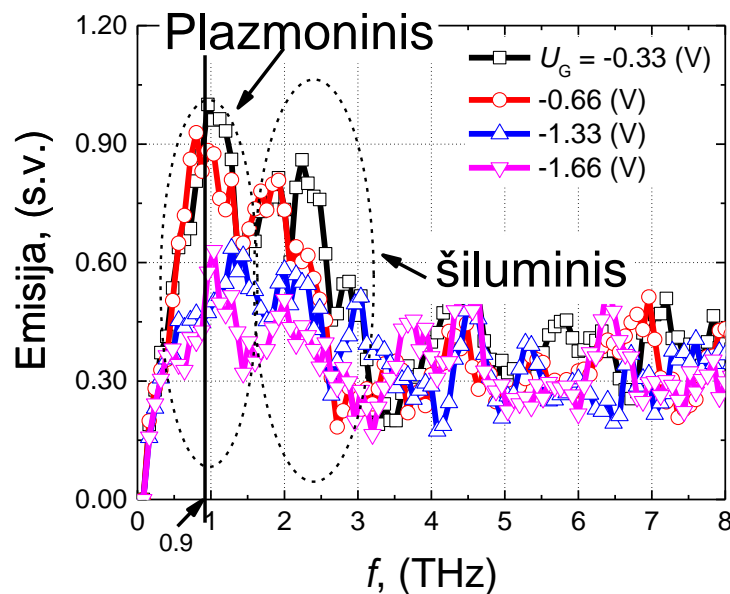
34 pav. GaN/AlGaN tranzistoriaus emisijos spektrai keičiant užtūros įtampą U_G . Stebimas yra pagrindinio emisijos dažnio kitimas [22]

Atlikome tokį eksperimentą ir mes. Įdomu tai, jog nepavyko mums pastebėti akivaizdaus pagrindinio dažnio kitimo (35 pav.). Tai galėtų reikšti, jog šiuo atveju negalime plazminių bangu pagrindu aiškinti stebimos plazmoninės emisijos. Galima spėti jog užfiksuoti plazmonai fotonus žadina kitu būdu nei Diakonov'o ir Shur'o pasiūlytas. Jų teorija remiasi plazminių rezonansinių virpesių kanale stiprinimu kanalo kraštuose. Būtent šios bangos yra atsakingos už emisiją, ir jų dažnis priklauso nuo kanalo ilgio bei elektronų greičio kurį galima valdyti užtūros įtampos pagalba. Todėl ir numatyta

galimybė keisti šį dažnį. Mes gi stebime nejudanti pyką, kurio dažnis, (0.9 THz) atlikus teorinius skaičiavimus, pasirodo irgi nesutampa su šia teoriją. Teorinio dažnio skaičiavimai, mūsų tranzistoriui, buvo atlikti atsižvelgianti į jo parametrus ir panaudojant tokią, plazminių bangų dažnį nusakančią, formulę [22]:

$$f = \frac{1}{4L} \left(1 - \frac{v^2}{s^2} \right)$$

Taip skaičiuojant gaunama, jog esant užtūros įtampai $U_G = -0.33 \text{ V}$, bei veikiant 7 V santakos įtampai, tranzistoriaus kanale turi susikurti 1.2 THz plazminiai virpesiai. Toks nesutapymas dar karta pasako, jog stebimi virpesiai gali turėti kitą prigimtį.

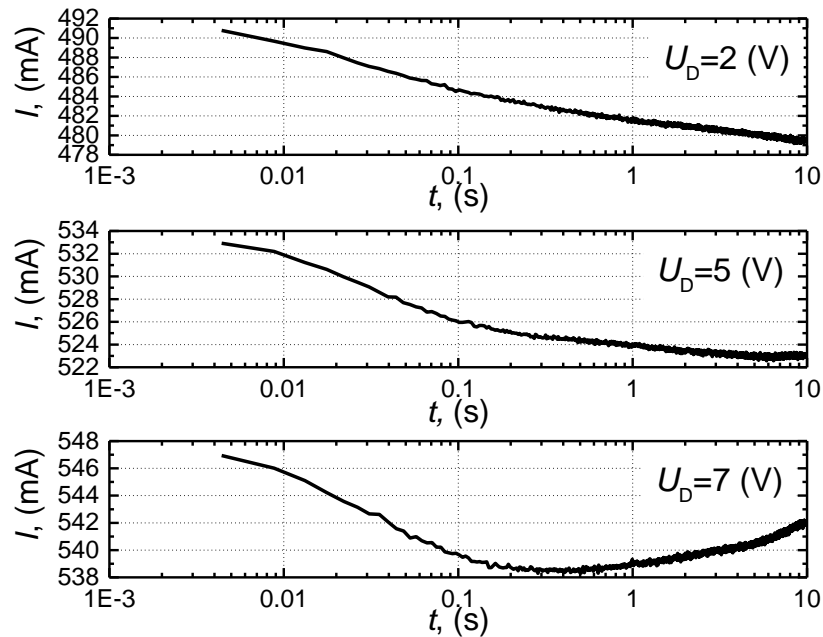


35 pav. Tirtu tranzistoriaus emisijos spektrai keičiant užtūros įtampą U_G kai santakos įtampą $U_D = 7 \text{ V}$, panaudojant 3 THz filtrą

Stebimi nesutapymai su teorija reiškia jog reikalingas yra alternatyvus stebimos emisijos paaiškinimui. Tokiu gali būti paaiškinimas jog, emisija kuriasi tada, kai individualūs plazmonai, per elektrinį lauką, susiriša su užtūros metalo elektronais. Tokie elektronai pradeda svyruoti ir kurti emisiją. Tok susirišimas yra įmanomas tik tada, kai plazmonų virpėsiu dažnis yra suderintas su metalo geometrija. Šis metalas nesikeičia varijuojant įtampą, todėl, nekinta ir plazmoninės emisijos dažnis.

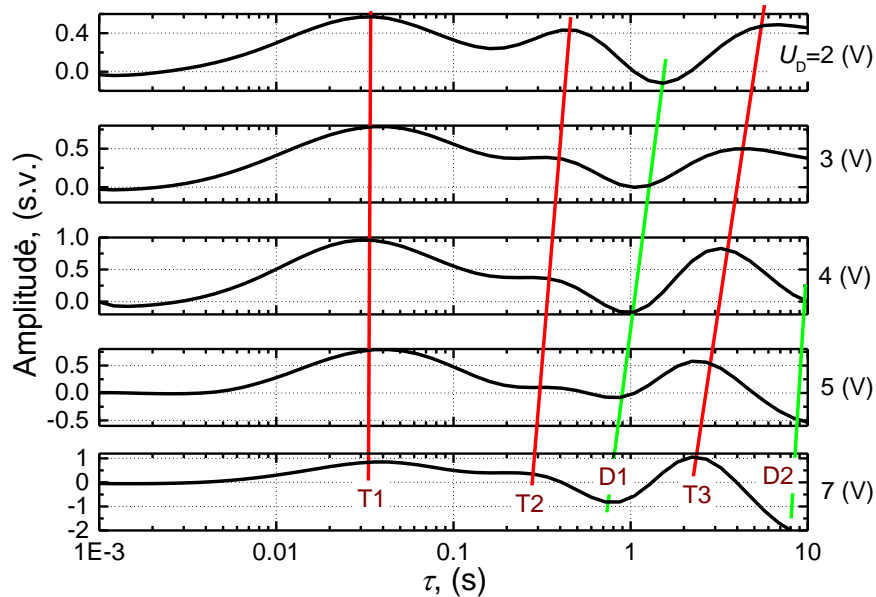
Papildomai, yra dar nuomonių, jog tokių įtaisų emisija gali kilti krūvininkų pagavimo/išlaisvinimo medžiagos defektuose metu [14]. Savo eksperimentu metu įsitikinome, jog tokių

defektų turimuose tranzistoriuose tikrai yra. Susidomėjimas tokiais defektais prasidėjo kai buvo pastebėtas neįprastas santakos srovės elgesys iškart po įtampos įjungimo. Užfiksuotas buvo jos mažėjimas laikui bėgant (36 pav.).



36 pav. Bandiniu tekančios srovės kitimas, dėl krūvininkų pagavimo procesų, laikui bėgant

Matoma, jog srovė mažėja sudėtingu dėsniu, kas pasufleravo nuomonę kad bandinio viduje egzistuoja įvairūs elektronų pagavimo/išlaisvinimo energijos lygmenys. Dėl krūvininkų nusėdimo arba ištrūkimo iš jų, tokia srovės dinamika ir yra stebima. Tokiems procesams ištirti buvo pasinaudota A. del Alamo pasiūlytu metodu [13]. Pasinaudojant juo toks srovės kitimas buvo aprašytas eksponentėmis tokiu būdu nustatant jog bandinyje veikia trys krūvininkų pagavimų (pažymėti T1, T2, T3) bei du išlaisvinimo procesai (pažymėti D1, D2) (37 pav.). T1 procesas yra nejudantis o T2 ir T3 priklauso nuo santakos įtampos. Atliekant šių procesų analizę kaičiant temperatūrą, buvo nustatyta T2 proceso aktyvacijos energija kuri yra lygi 0.16 eV.



37 pav. Srovės kitimo dėsnų laiko pastoviųjų spektrai esant kambario temperatūrai (apie 293K), užtūros įtampai $U_G = 0V$, bei skirtingai santakos įtampai

Tikėtina, jog toks krūvininkų šuoliavimas per energijos lygmenys gali būti lydymas emisijos.

Atlikus visus šiuos tyrimus galima pasakyti, kad didžiąją stebimos emisijos dalį sudaro šiluminė spinduliuotė bei daug silpnesnė, Diakonov'o ir Shur'o modeliu nepaaiškinama plazmoninė emisija. Tikslesnėms įverčiams arba kaž kurios teorijos įrodymas gauti, reikalingi dar papildomi tyrimai. Labiausiai būtų įdomu būtų atlikti matavimus turint jautresnę įrangą, nes tada būtų galima pamatyti tą informacija kuri kol kas yra nepasiekama dėl per didelių matavimų įrangos triukšmų.

Išvados

Tiriant didelės galios AlGaIn/GaN lauko tranzistorių emisiją nustatyta:

- Emituojamų, plataus dažnių diapazono, elektromagnetinių bangų intensyvumas priklauso nuo bandiniui suteikiamos galios dydžio.
- Didžiąją dalį stebimos emisijos sudaro šiluminė spinduliuotė, kuri atsiranda dėl bandinio bei šalia jo esančių komponentų kaitimo srovės tekėjimo metu.
- Šalia šiluminės, pastebima ir silpna plazmoninė emisija, kuri kyla dėl užtūros metalo elektronų virpesių jiems reaguojant į suderinto dažnio plazmonų virpesius.

Summary

Vilnius University, Department of Radiophysics

Marek Burakevič

Study of THz Emission from High Power AlGa_N/Ga_N Field Effect Transistors

Master's degree thesis

Terahertz (THz) frequency range, which spans from 0.3 THz to 10 THz, is under interest since it can be implemented in wide range of application. However, there is a lack of convenient emitters or detectors of such radiation. Therefore, there is a lot of effort to develop such device.

In 1993 M. Diakonov and M. Shur (DS) predicted that THz radiation could be emitted by properly designed field effect transistor. This alternative quickly became popular object of studies since it promised a simple, frequency tunable THz source. Since then, a vast amount of work, both theoretical and experimental, was done to develop such device. This work is also devoted for related research.

Experiments have shown that standard high power microwave 8x125um AlGa_N/Ga_N transistor emits THz radiation in a wide spectral range. However, it is not yet clear what mechanism is responsible for this emission. Therefore, it was a goal of this work to provide an insight on this matter.

In this work, we have conducted a series of our transistor emission measurements, while the main task was to investigate a spectrum of this emission. It became mandatory to compare obtained results with the predictions from DS theory. First of all, we have noticed that intensity of this emission depends only on bias power and that frequency range is too high for plasma wave excitations. This quickly prompted an idea that main part of it is thermal emission, which, by comparison with thermal emission source, has been proven to be correct. Secondly, a 3 THz filter was used to block main part of thermal radiation, and plasmonic 0.9 THz emission has been observed in a remaining background. The most interesting fact is that this emission frequency does not match with theoretically calculated one and does not depend on gate voltage as it was predicted by DS theory. All of these conflicts suggests that this emission came from thermally excited plasmons rather than resonant plasma waves.

Finally, we can conclude, that observed AlGa_N/Ga_N transistor THz emission consist of thermal radiation and small part of plasmonic emission.

Literatūros sąrašas

1. M. Dyakonov, M. Shur, *Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: new mechanism of plasma wave generation by dc current*. Physical review letter. 1993, vol. 71.
2. https://en.wikipedia.org/wiki/High-electron-mobility_transistor. žiūrėta 2016-05-13.
3. Mina Rais-Zadeh, Azadeh Ansari, *Gallium Nitride as an Electromechanical Material*. Journal of Microelectromechanical systems. 2014.
4. <https://encrypted-tbn1.gstatic.com/images?q=tbn:ANd9GcTe5ynMpwVwPyTqxjKS5k-JgUMH4P8AH6U3uux-kZo5K1LX9cGr>. žiūrėta 2016-05-13.
5. Олег Колотун, *Усилители СВЧ на основе технологий GaN и GaAs, эволюция технологии Diamond FETs*. Chip news украина.
6. Shreepad Karmalkar, Michael S. Shur, Remis Gaska, *GaN-based high power high electron mobility transistors*.
7. Sourabh Khandelwal, Nitin Goyal, Tor A. Fjeldly, *A physics-based analytical model for 2DEG charge density in AlGaIn/GaN HEMT devices*. IEEE transactions on electron devices. 2011, vol. 58, no. 10.
8. Michael S. Shur, *Physics of GaN-based power field effect transistors*. ECS Transactions. 2013.
9. Sourabh Khandelwal, T.A. Fjeldly, *A physics based compact model of I-V and C-V characteristics in AlGaIn/GaN HEMT devices*. Solid-State Electronics. 2012.
10. M. Dyakonov, M. Shur, *Detection, Mixing, and Frequency Multiplication of Terahertz Radiation by Two-Dimensional Electronic Fluid*. IEEE transactions on electron devices. 1996. vol. 43, no. 3.
11. M.I.Dyakonov, *Generation and detection of Terahertz radiation by Field Effect Transistors*. Laboratories Charles Coulomb, University Montpellier2 - CNRS, France.
12. Jong Yul Park. *Physical Analysis and Design of Resonant Plasma-Wave Transistors for Terahertz Emitters*. IEEE transaction on terahertz science and technology. 2015, no. 2.
13. Jungwoo Joh, Jesús A. del. Alamo. *A Current-Transient Methodology for Trap Analysis for GaN High Electron Mobility Transistors*; IEEE transactions on electron devices. 2011, vol. 58, no. 1.
14. A. O. Zakhar' in. *Terahertz Emission upon the Interband Excitation of GaN Layers*. Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov. 2012, vol. 46, no. 9.
15. Tydex Golay Cell GC-1P: Prietaiso aprašas.
16. Marcel J. E. Golay. *The Theoretical and Practical Sensitivity of the Pneumatic Infrared Detector*. The review of scientific instruments. 1949, vol. 20, no, 11.
17. Marcel J. E. Golay, *A Pneumatic Infrared Detector*. The review of scientific instruments. 1947, vol. 18, no. 5.
18. PerkinElmer instruments, *What is a LockIn Amplifier*. Techninis pasas TN1000.
19. eLockIn 203dual input 4-phase DSP Lock-in amplifier. Prietaiso aprašas.
20. P. R. Griffiths, J. A. de Haseth, *Fourier Transform Infrared Spectrometry*. A John Wiley & sons. INC. Publication. 2007.
21. J. Joh, J. A. del. Alamo. *Measurement of Channel Temperature in GaN High-Electron Mobility Transistors*. IEEE Transactions on Electron Devices. 2009, vol. 56, no. 12.
22. A. El Fatimy, *AlGaIn/GaN high electron mobility transistors as a voltage-tunable room temperature terahertz sources*. Journal of applied physics. 2010.
23. N. Dyakonova, *Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors*. Applied physic letters. 2006, vol. 88.