

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Radiofizikos katedra

Justinas Glemža

**VIENMODŽIŲ IR DAUGIAMODŽIŲ LAZERINIŲ DIODŲ
ŽEMADAŽNĖ TRIUKŠMINĖ SPEKTROSKOPIJA**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Telekomunikacijų fizikos ir elektronikos
studijų programa

Studentas

Justinas Glemža

Darbo vadovas

prof. Jonas Matukas

Recenzentas

doc. Juozas Vyšniauskas

Katedros vedėjas

prof. Jūras Banys

Vilnius 2016

Turinys

Įvadas.....	3
1. Literatūros apžvalga	5
1.1. Lazerinio diodo veikimas ir charakteristikos.....	5
1.1.1. Lazerinės generacijos sąlygos	5
1.1.2. Lazerinio diodo efektyvumas	6
1.1.3. Spinduliuojamoji ir nespinduliuojamoji rekombinacija	7
1.1.4. Paskirstytojo grįžtamojo ryšio lazeriniai diodai	8
1.1.5. Skersinės modos stabilizavimas	8
1.1.6. Didelio skaisčio puslaidininkiniai diodai	9
1.2. Triukšmai.....	10
1.2.1. Triukšmų klasifikacija	10
1.2.2. Lazerinių diodų spinduliuotės intensyvumo triukšmai.....	12
1.2.3. Triukšminė spektroskopija lazerinių diodų patikimumui ir kokybei įvertinti.....	13
2. Tyrimo metodika	16
2.1. Eksperimentinė dalis	16
2.1.1. Triukšmų matavimo aparatūra.....	16
2.1.2. Atlikti tyrimai	17
2.1.3. Spektrinių tankių skaičiavimas.....	17
2.1.4. Bandiniai.....	18
2.2. Koreliacinės analizės metodas.....	20
3. Rezultatai ir jų aptarimas	25
3.1. Vienmodžių lazerinių diodų triukšmų charakteristikos.....	25
3.2. Koreliacijos tarp elektrinių ir optinių fliktuacijų analizė.....	28
3.3. Daugiamodžių lazerinių diodų triukšmų charakteristikos	31
3.4. Srovės fliktuacijų tyrimas tiesiogine kryptimi	36
3.6. Slenkstinės srovės nustatymo būdai	38
Išvados	41
Literatūra	42
Summary.....	45
Priedas Nr. 1	46
Priedas Nr. 2	47

Ivadas

Lazeriniai diodai (LD) yra kompaktiški tiesiogine kryptimi veikiančios *pn* sandūros įtaisai. Dabartiniai lazeriniai diodai gerokai tobulesni lyginant su pirmuoju 1962 m. pagamintu GaAs lazeriniu diodu, veikusiu skysto azoto temperatūroje [1]. Dvigubų įvairialyčių sandūrų bei kvantinių darinių formavimas aktyviojoje srityje mažina LD slenkstinę srovę, didina efektyvumą ir gerina temperatūrinės charakteristikas [2].

Dėl mažų energinių sąnaudų, lazeriniai diodai ne tik naudojami kietakūniams lazeriams kaupinti, bet ir gali juos pakeisti. Taikymo požiūriu ypatingas dėmesys skiriamas lazeriniams diodams, spinduliuojantiems 2,1 -2,3 μm bangos ilgių intervale, kadangi šis spektrinis diapazonas laikomas saugiu žmogaus akiai. Tokie daugiamodžiai GaInAsSb puslaidininkiniai lazeriai plačiai naudojami lidarų sistemose, medicinoje, priešgynybinėse sistemose bei spektroskopijoje [3].

Optinio ryšio sistemose didelę reikšmę turi vienmodžiai paskirstytojo grįžtamojo ryšio (PGR) InGaAsP lazeriniai diodai, spinduliuojantys 1,3 μm ir 1,5 μm bangos ilgio spinduliuotę, kadangi siauras spinduliuotės spektro linijos plotis užtikrina mažesnę dispersiją optinėje skaiduloje bei leidžia pasiekti didesnę duomenų perdavimo spartą [4, 5]. Tačiau siekiant, kad optinio ryšio sistema būtų patikima, pirmiausia ypatingas dėmesys turi būti skiriamas lazerinių diodų patikimumui.

Norint pailginti lazerinių diodų veikimo trukmę, reikia išsiaiškinti fizikinius procesus, kurie blogina įtaiso kokybę ir skatina gedimą. Lyginant su kitais metodais, žemadažnė triukšminė spektroskopija yra neardantis ir labai jautrus optoelektronikos prietaisų diagnostikos įrankis jų kokybės ir gedimo priežasčių įvertinimui [6, 7]. Ji taip pat teikia papildomos informacijos apie fizikinius reiškinius, vykstančius medžiagose ir jų dariniuose bei padeda įvertinti prietaisų jautrį [8]. Gerai žinoma, kad puslaidininkiuose įrenginiuose žemo dažnio triukšmo intensyvumas ir jo pobūdis susiję su darinių defektingumu – įvairios priemaišos ir defektai lemia didesnę triukšmą bei spartesnę charakteristikų blogėjimą [9]. Dar daugiau, elektrinių ir optinių fliktuacijų analizei taikant koreliacinį metodą, galima nustatyti, kuri elektrinio triukšmo dalis yra susijusi su defektų egzistavimu aktyviojoje LD srityje [10]. Kol kas naudojant šį metodą atlikta nedaug tyrimų.

Šio darbo tikslas – nustatyti vienmodžių InGaAsP puslaidininkinių lazerių triukšmų charakteristikas, susieti jas su bandinių patikimumu, gautiems rezultatams pritaikyti koreliacinės analizės metodą, nustatyti daugiamodžių GaInAsSb lazerinių diodų triukšmų charakteristikas, įvertinti triukšmų šaltinius, tiriant srovės fliktuacijas, bei pademonstruoti įvairius galimus slenkstinės srovės nustatymo būdus.

Dalis šio darbo rezultatų pristatyta konferencijose:

1. J. Glemža, J. Matukas, S. Pralgauskaitė, Low Frequency Noise Spectroscopy and Threshold Characteristics of Laser Diodes. Priimtas į recenzuojamą tarptautinės konferencijos rinkinį IEEE

Proc. of 21st International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications.

Pateiktas Priede Nr. 2. Konferencija vyko 2016 m. gegužės 9-11 d. Krokuvoje, Lenkijoje.

2. Open Readings 2016, kuri vyko 2016 m. kovo 15-18 d. Vilniuje.

3. Koreliacinės analizės metodas pristatytas 41-ojoje Lietuvos nacionalinėje fizikos konferencijoje, kuri vyko 2015 m. birželio 17-19 d. Vilniuje.

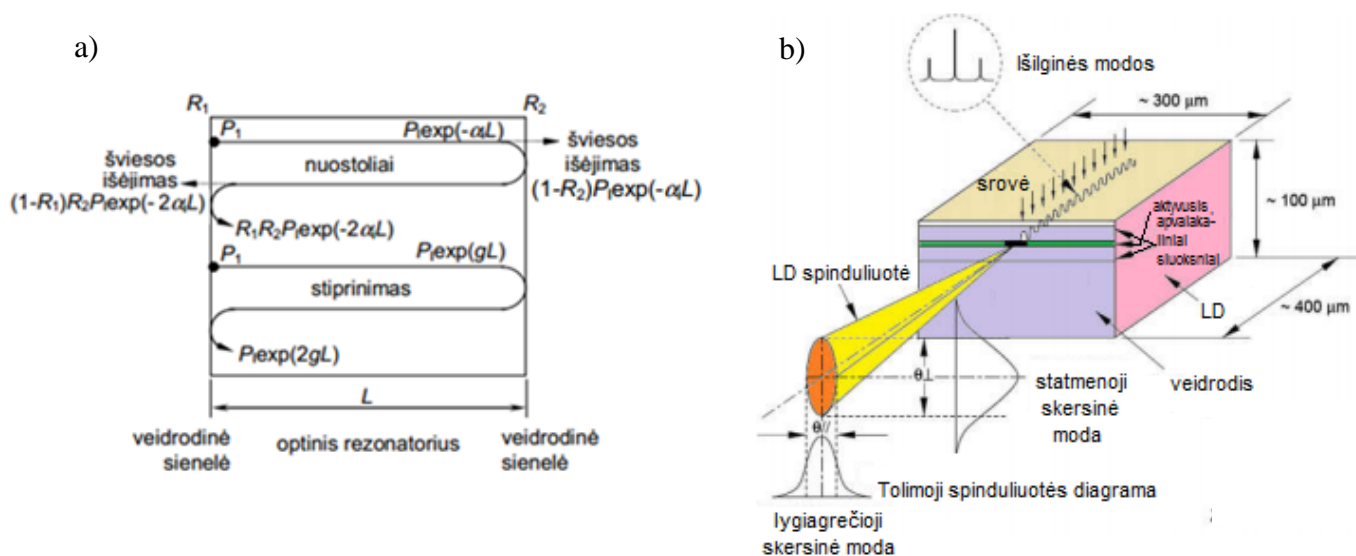
1. Literatūros apžvalga

1.1. Lazerinio diodo veikimas ir charakteristikos

Lazeriniai diodai (LD) spinduliuoja koherentinę spinduliuotę, atsiradusią dėl priverstinės spinduliuojamosios rekombinacijos. Lazerinio diodo sandara nuo šviesos diodo skiriasi tuo, kad nuskėlus puslaidininkinio kristalo galus (paprastai (110) kryptimi) suformuojami veidrodžiai sudarantys Fabri-Pero (FP) rezonatorių, kurių atspindžio koeficientas yra apie 30 % (1.1 pav. b). LD, spinduliuojantys 850 nm bangos ilgio šviesą, gaminami iš AlGaAs/GaAs, trumpabangę šviesą – iš nitridų (InGaN) pagaminti LD [1, 5]. Šiame skyriuje aptariami svarbiausi LD veikimo principai, charakteristikos ir struktūrų tipai.

1.1.1. Lazerinės generacijos sąlygos

Šviesos sklidimas ir atspindėjimas vyksta optiniame rezonatoriuje (1.1 pav. a), kurį sudaro aktyvusis sluoksnis ir dvi veidrodinės sienelės ir kuriame pasireiškia šviesos nuostoliai bei vyksta jos stiprinimas. Veidrodžių atspindžio koeficientai R_1 ir R_2 . Vidinius rezonatoriaus nuostolius sudaro suminiai sugerties ir sklaidos nuostoliai, jie išreikšti nuostolių koeficientu α_i [cm^{-1}]. Šviesos praėjusios išilgai rezonatoriaus ir atgal galia P_1 sumažėja $R_1 R_2 \exp(-2\alpha_i L)$ kartų. Jei šviesos stiprinimas ilgio vienetui bus išreikštas galios stiprinimo koeficientu g [cm^{-1}], tai šviesos, praėjusios išilgai rezonatoriaus ir atgal, galia padidės $\exp(2gL)$ kartų, L – optinio rezonatoriaus ilgis.



1.1 pav. a) stiprinimas ir nuostoliai optiniame rezonatoriuje [2]; b) LD struktūra [1]

Tokiu būdu šviesos, praėjusios išilgai rezonatoriaus ir atgal, galia P_1 pakis:

$$R_1 R_2 \exp 2L(g - \alpha_i) \quad (1.1)$$

kartų. Kai galios stiprinimas ir nuostoliai yra lygūs, – prasideda lazerinė generacija, jos sąlyga:

$$R_1 R_2 \exp 2L(g_{sl} - \alpha_i) = 1. \quad (1.2)$$

Iš čia slenkstinis galios stiprinimo koeficientas g_{sl} išreiškiamas:

$$g_{sl} = \alpha_i + (1/2L) \ln(1/R_1 R_2); \quad (1.3)$$

čia α_i apibūdina vidinius rezonatoriaus nuostolius dėl laisvųjų krūvininkų sugerties aktyviajame sluoksnyje, o narys $(1/2L) \ln(1/R_1 R_2)$ apibūdina veidrodžių nuostolius [4, 9].

Slenkstinis srovės tankis J_{sl} [A/cm^2] išreikiamas lygtimi:

$$J_{sl} = d \{ [\alpha_i + (1/L) \ln(1/R)] / (\beta\Gamma) \}^{1/m} + dJ_0, \quad (1.4)$$

čia d – aktyviojo sluoksnio storis [μm], β – konstanta, vadinama stiprinimo koeficientu [$A^{-1} cm \cdot \mu m$], J_0 – skaidrinančioji srovė [$A/cm^2/\mu m$], reikalinga kompensuoti nuostolius rezonatoriuje ir priklauso nuo aktyviojo sluoksnio medžiagos. Spinduliuotės sulaikymas aktyviajame sluoksnyje įvertinamas optinio išlaikymo faktoriumi Γ (kinta nuo 0 iki 1). Laipsnio rodiklis m daugeliu atveju lygus 1, o dėl paprastesnio nagrinėjimo tegul $R_1 = R_2 = R$.

Slenkstinė srovė gaunama J_{sl} padauginus iš aktyviosios srities ploto, bet tai teisinga tik idealiu atveju. Realių LD I_{sl} skiriasi nuo šios vertės dėl Ožė ir nespinduliuojamosios rekombinacijos kristalo defektuose ir paviršiuje [5]. Slenkstinis krūvininkų tankis n_{sl} , atitinkantis J_{sl} lygus:

$$n_{sl} = \tau_s J_{sl} / (qd), \quad (1.5)$$

čia τ_s – injekuojamųjų krūvininkų gyvavimo trukmė.

Kad prasidėtų lazerinė generacija, šviesos sklindančios išilgai rezonatoriaus ir grįžusios atgal fazė turi sutapti su pradine faze. Šią fazę lemia Fabri-Pero rezonatoriaus konfigūracija, o ši sąlyga vadinama fazių sąlyga:

$$m\lambda_m = 2L, \quad (1.6)$$

čia m – modos skaičius ($m = 1, 2, 3, \dots$), λ_m – modos bangos ilgis rezonatoriuje. Vienu metu yra generuojama daug modų, jos sklinda išilgai rezonatoriaus ir vadinamos išilginėmis modomis (1.1 pav. b). Atstumas tarp dviejų modų $\Delta\lambda_m$:

$$\Delta\lambda_m = \lambda_0^2 / (2n_{ef} L), \quad (1.7)$$

λ_0 – bangos ilgis vakuume, n_{ef} – efektyvusis aktyviosios srities lūžio rodiklis [2, 11].

1.1.2. Lazerinio diodo efektyvumas

Yra siekiama pagaminti, kuo didesnio efektyvumo lazerinius diodus. Efektyvumas apibūdinamas keletu parametru:

a) vidinis diferencialinis kvantinis našumas – išreiškiamas kaip išspinduliuotų fotonų skaičiaus

pokyčio ($\Delta P_{\text{akt}}/h\nu$) ir injekuojamųjų krūvininkų skaičiaus pokyčio ($\Delta I/q$) aktyviojoje srityje santykis:

$$\eta_{\text{vid}} = (\Delta P_{\text{akt}}/h\nu)/(\Delta I/q). \quad (1.8)$$

Vidinis diferencialinis kvantinis našumas yra intervale nuo 60 % iki 90 %.

b) išorinis diferencialinis kvantinis našumas:

$$\eta_{\text{d}} = \eta_{\text{vid}} \left\{ (1/2L) \ln(1/R_1 R_2) \right\} / \left\{ (\alpha_i + 1/2L) \ln(1/R_1 R_2) \right\}; \quad (1.9)$$

L , R_1 , R_2 žymi tuos pačius dydžius kaip ir 1.1.2. skyriuje. Paprastai η_{d} kinta nuo 40 % iki 60 %.

c) praktikoje dažniausiai naudojamas polinkio efektyvumas – šviesos išėjimo galios išvestinė pagal srovę. Pavyzdžiui, 1300 nm LD iškart prasidėjus lazerinei generacijai tai būtų apie 0,225 mW/mA [5, 2].

1.1.3. Spinduliuojamoji ir nespinduliuojamoji rekombinacija

Rekombinacija gali būti tiesioginė (tarpjuostinė) arba vykti per rekombinacijos centrus draudžiamosios energijos juostoje. Spinduliuojamoji rekombinacija gali būti savaiminė ir priverstinė.

Savaiminė rekombinacija (*angl.* spontaneous recombination) – tai vyksmas, kai po elektronų sužadavimo į laidumo juostą praėjus tam tikrai trukmei (gyvavimo) jie grįžta į valentinę juostą išspinduliuodami fotoną, kurio energija yra artima draudžiamosios energijos tarpui. Kadangi elektronai tarp laidumo ir valentinės juostų „šokinėja“ atsitiktinai, tai išspinduliuotų fotonų impulsas yra atsitiktinis – spinduliuotė nekoherentinė. Savaiminės krūvininkų rekombinacijos trukmė yra apie 10^{-9} s.

Priverstinio spinduliavimo (*angl.* stimulated emission) metu išspinduliuojama koherentinė spinduliuotė, kadangi ji sukeliama jau egzistuojančio E_g energijos fotono. Išspinduliuoto fotono bangos ilgis bei sklidimo kryptis sutampa su kritusio fotono. Taigi, išspinduliuotos šviesos energija ir fazė sutampa su kritusios spinduliuotės energija ir faze. Krūvininkų gyvavimo trukmė lazeriniame diode yra nulemta priverstinio spinduliavimo ir yra ne didesnė kaip 10^{-12} s [5, 12].

Šviesos diode į aktyviają sritį injekuoti krūvininkai tuoj pat atsitiktinai rekombinuoja. Tačiau lazeriniame diode injekuotieji krūvininkai pirmiausiai turi pasiekti lazerinio spinduliavimo lygmenis ir tik tada rekombinuoja. Šis vyksmas vadinamas relaksacija juostos viduje, o jos trukmė yra apibrėžta krūvininkų sklaidos. Būdinga relaksacijos į priverstinio spinduliavimo lygmenis trukmė yra nuo 10^{-12} s iki 10^{-13} s. Į lazerinio spinduliavimo lygmenis relaksavę krūvininkai iš karto dalyvauja priverstinėje spinduliuojamoje rekombinacijoje. O lazerinio spinduliavimo lygmenys iš karto užpildomi naujais krūvininkais [2].

Nespinduliuojamąją rekombinaciją (NR) lemia kristalo defektai, priemaišos ir Ožė vyksmai, kai rekombinuojant elektrono ir skylės porai dalis energijos perduodama kitam trečiam krūvininkui.

NR atveju perteklinė energija yra išspinduliuojama fononų pavidalu. Tūrinė ir paviršinė NR priklauso nuo kristalo kokybės, Ožė – nuo medžiagos savybių ir priemaišų kiekio [12]. Nespinduliuojamoji rekombinacija lemia optoelektronikos įtaisų kokybę ir patikimumą.

1.1.4. Paskirstytojo grįžtamojo ryšio lazeriniai diodai

Paskirstytojo grįžtamojo ryšio (PGR) (*angl.* Distributed Feedback (DFB)) ir paskirstytojo Brego atšvaito (PBA) (*angl.* Distributed Bragg Reflector (DBR)) lazeriniai diodai – tai vienmodžiai lazeriai, kurie generuoja vieną išilginę modą. PGR LD nuo Fabri-Pero LD skiriasi tuo, kad aktyviojoje srityje yra suformuota difrakcinė gardelė, o PBA – vienas ar abu veidrodžiai pakeisti Brego atšvatu [1]. Difrakcinė gardelė sukuria periodinį lūžio rodiklio kitimą aktyviajame sluoksnyje. Dažniausiai naudojama sinusinės bangos pavidalo gardelė. Tuomet lūžio rodiklio kitimas aprašomas taip:

$$n_r(z) = n_{ek} + \Delta n_r \cos(2\beta_0 z + \Omega); \quad (1.10)$$

čia n_{ek} – ekvivalentinis (visuminis daugiasluoksniu darinio) lūžio rodiklis, Δn_r – lūžio rodiklių skirtumas gardelės viršuje ir apačioje, Ω – fazių skirtumas lazerio rezonatoriaus gardelės centre, β_0 – bangos sklidimo konstanta.

$$\beta_0 = 2\pi n_{ek} / \lambda_B = m\pi / \Lambda; \quad (1.11)$$

čia $m = 1, 2, 3, \dots$; λ_B – Brego bangos ilgis, Λ – gardelės periodas.

Gardelė atspindi tik tą stiprinamą modą, kurios bangos ilgis sutampa su Brego bangos ilgiu, t.y. iš daugiamodžio FP spektro išrenkama viena moda. Iš (1.11) lygties išreikštas PGR lazerio generuojamos modos bangos ilgis:

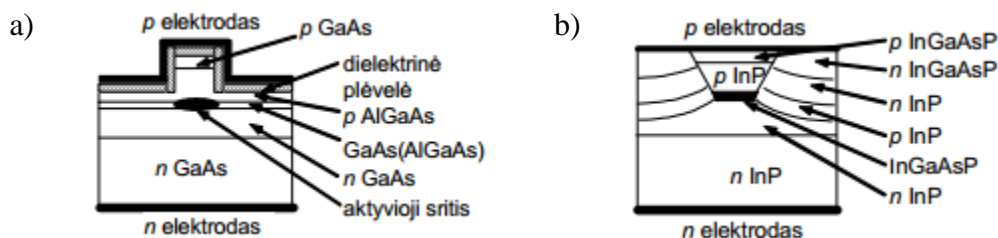
$$\lambda_{PGR} = 2n_{ek} \Lambda / m; \quad (1.12)$$

m – gardelės eilė. InGaAsP LD dažniausiai naudojamos pirmos ar antros eilės gardelės, $n_{ek} \approx 3,24$, jei $\Lambda = 239$ nm, tai $\lambda_{PGR} = 1550$ nm [4, 9]. PGR LD slenkstinės srovės vertė mažesnė nei FP lazeriniuose dioduose [5].

1.1.5. Skersinės modos stabilizavimas

Tolimoji LD spinduliuotės diagrama yra svarbi juos naudojant įvairiose sistemose ir fokusuojant spinduliuotę (1.1 pav. b) [5].

Statmenoji skersinė moda yra stovinčioji banga tarp dviejų įvairialyčių sandūrų. Šia kryptimi optinio lauko sulaikymas priklauso nuo aktyviosios srities storio ir lūžio rodiklių skirtumo tarp aktyviojo ir gretimų sluoksnių. Paprastai aktyviojo sluoksniu storis neviršija 200 nm, o lūžio rodiklių skirtumas 10 %. Tokiu atveju LD spinduliuoja tik vieną pagrindinę statmenąją modą.



1.2 pav. LD struktūros: a) stiprinimo valdymo; b) lūžio rodiklio valdymo [5]

Šoninė (lygiagrečioji) skersinė moda yra stovinčioji banga kryptimi lygiagrečia aktyviajam sluoksniui. Jos įtaka LD veikai svarbi, kai aktyviojo sluoksnio plotis viršija $1 \mu\text{m}$. Šoninei skersinei modai stabilizuoti naudojami stiprinimo valdymo arba lūžio rodiklio valdymo LD dariniai.

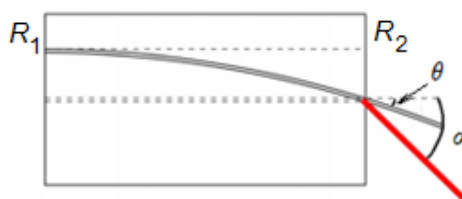
Stiprinimo valdymas yra realizuojamas per krūvininkų injekciją dariniuose su keteriniu bangolaidžiu (1.2 pav. a). Esant itin didelei krūvininkų injekcijai, centrinėje aktyviojo sluoksnio srityje krūvininkų tankis sumažėja dėl sparčios priverstinės krūvininkų rekombinacijos – vyksta erdvinis krūvininkų išdegimas. Šis krūvininkų tankio sumažėjimas lemia lūžio rodiklio padidėjimą, tokiu būdu spinduliuotė sulaikoma aktyviojoje srityje – vyksta savifokusacija. Bangolaidžio plotis paprastai neviršija $5 \mu\text{m}$.

Lūžio rodiklio valdymas realizuojamas apribojant srovės tekėjimą ir spinduliuotę paslėptuoju įvairiatarpiu dariniu (PİD) (1.2 pav. b). Aktyvioji sritis apribota kitos rūšies medžiagų, kurių lūžio rodiklis mažesnis nei aktyviojo sluoksnio. Slepianieji sluoksniai sudaro pn sandūras, veikiančias atgaline kryptimi, kai pats LD įjungtas tiesiogine kryptimi. Deja, šie sluoksniai didina įtaiso talpą – mažina moduliavimo spartą, nors darinių su PİD slenkstinė srovė mažesnė, o spinduliuotės išėiga tiesiškesnė nei darinių su keteriniu bangolaidžiu [2, 11].

1.1.6. Didelio skaičiaus puslaidininkiniai diodai

Didelio skaičiaus puslaidininkinis šviestukas (*angl.* Superluminescent Diode – SLD) turi panašumų tiek į puslaidininkinį lazerį, tiek į įprastą šviesos diodą.

Jis veikia sustiprintos savaiminės spinduliuojamosios rekombinacijos režime nepasiekdamas lazerinės generacijos slenkščio. Tačiau toks darinys pagal savo struktūrą labai panašus į LD su keteriniu bangolaidžiu (1.3 pav.). Viena sienelė yra stipriai atspindinti ($R_1 > 95\%$), kita – ypatingai



1.3 pav. Lenktas bangolaidis SLD darinyje, θ – lenkimo kampas, α – spindulio išėjimo kampas, raudona rodyklė – jo kryptis [13]

silpnai ($R_2 < 0,1 \%$), tačiau to dar negana, kad lazerinė generacija nebūtų pasiekta. Grįžtančios spinduliuotės kiekį į rezonatorių ties R_2 veidrodžiu sumažina tai, kad suformuotas bangolaidis yra lenktas kampu θ . Tuomet atstojamasis atspindžio koeficientas – nuo 10^{-5} iki 10^{-4} [13].

Tokio SLD optinio spektro plotis didelis (> 40 nm), todėl jie plačiai naudojami derinamo bangos ilgio lazerinėje sugertinėje spektroskopijoje (*angl.* Tunable Laser Absorption Spectroscopy (TLAS)) IR spektro srityje nuo 2 μm iki 3 μm . Tam reikalingas spinduliuotę surenkantis lęšis ir difrakcinė gardelė, išrenkanti bangos ilgį. Parenkamų bangos ilgių intervalas yra daug platesnis nei tai būtų galima pasiekti naudojant PGR LD. Šiame IR spektro intervale gausu įvairių dujų (pavyzdžiui, N_2O , CO , CO_2) ir skysčių sugerties juostų, taigi, SLD veikiantis šiame bangos ilgių diapazone puikiai tinka šioms molekulėms aptikti [3].

1.2. Triukšmai

Fliktuacijos arba triukšmai – tai atsitiktiniai mikroskopinių dydžių nuokrypiai nuo jų vidutinių verčių [8]. Puslaidininkiniams įrenginiams yra keliami griežti ilgalaikiškumo, stabilumo ir kokybės reikalavimai. Kaip jau buvo minėta įvade, triukšmą lemia defektai bei įtaiso struktūros netobulumai. Todėl triukšmų tyrimas, kuris atliekamas įprastomis prietaiso veikos sąlygomis, padėtų įvertinti įtaiso kokybę ir patikimumą [6, 14].

1.2.1. Triukšmų klasifikacija

Pagal įvairius fliktuacijų susidarymo mechanizmus, triukšmai skirstomi į tam tikras rūšis:

1. *Šiluminis* triukšmas. Prigimtis – netvarkingas krūvininkų judėjimas (Brauno judėjimas). Termodinaminėje nulio laipsnių temperatūroje nutrūksta atsitiktinis elektronų judėjimas ir triukšmo įtampa lygi nuliui. Kylant temperatūrai, elektringosios dalelės pradeda atsitiktinai judėti. Ryšį tarp įtampos (srovės) fliktuacijų intensyvumo ir laidininko varžos išreiškia Naikvisto formulės:

$$S_U = 4kTR, \quad (1.13)$$

$$S_I = 4kT \frac{1}{R}, \quad (1.14)$$

S_U ir S_I – atitinkamai įtampos ir srovės fliktuacijų spektriniai tankiai, k – Bolcmano konstanta, T – absoliučioji temperatūra, R – elemento varža. Galioja dažniuose $f < \frac{kT}{h} \approx 6 \cdot 10^{12}$ Hz; h – Planko konstanta [8].

Šiluminis triukšmas dažniausiai naudojamas matavimo aparatūros kalibravimui, temperatūros matavimui žemose temperatūrose ir šiluminio kontakto kokybės įvertinimui [6].

2. Šratinis triukšmas. Laikoma, kad krūvininkai pralekia pro potencialo barjerą, nepriklausomai vienas nuo kito, ir kad šis vyksmas yra atsitiktinis. Srovės nuo įtampos priklausomybė pn sandūroje:

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{eU_j}{nkT}\right) - 1 \right), \quad (1.15)$$

čia $I_s = \frac{eD_p p n}{L_p} + \frac{eD_n n_p}{L_n}$ – šiluminiu būdu generuotų šalutinių krūvininkų srovė; U_j – pn sandūros įtampa; D_n, D_p – elektronų ir skylių difuzijos koeficientai; p_n, n_p – skylių tankis n srityje ir elektronų p srityje; L_n, L_p – elektronų ir skylių difuzijos nuotoliai; n – neidealumo koeficientas.

Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis (kai $U = 0$) iš p į n ir iš n į p sritis teka vienodos srovės, lygios I_s , o kai veikia tiesioginė įtampa U , išreiškiama formule (1.15). Laikant, kad šie srovių sandai yra nepriklausomi, galima užrašyti tekančios srovės fliktuacijų spektrinį tankį:

$$S_I = 2e(I + 2I_s). \quad (1.16)$$

1978 m. M. Gupta parodė, kad šratinis triukšmas – tai netiesinių elementų šiluminis triukšmas, kai per juos teka elektros srovė. Be to, tiesiniuose elementuose negali būti šratinio triukšmo. Tuomet puslaidininkinių diodų srovės fliktuacijų spektrinį tankį galima išreikšti taip:

$$S_I = \frac{2e(I + 2I_s)}{n}. \quad (1.17)$$

Difuzinės srovės atveju neidealumo koeficientas $n = 1$, krūvininkams rekombinuojant pn sandūroje $n = 2$, esant įvairioms nuotėkio srovėms n gali būti didesnis nei 2 [8].

Šratinis triukšmas gerai tinka Zenerio diodų ir fotodiodų kokybės įvertinimui [6].

3. *Generacinis-rekombinacinis* triukšmas ($g-r$). Daugelį srovės fliktuacijų mechanizmų galima paaiškinti varžos (t.y. krūvininkų skaičiaus) fliktuacijomis. Krūvininko generacijai puslaidininkyje atvirkštinis vyksmas – krūvininko išnykimas (rekombinacija arba pagavimas). Sistemai esant pusiausvyroje, generacijos ir rekombinacijos spartos vienodos, o šie abu procesai vyksta atsitiktiniu būdu. Todėl laisvųjų krūvininkų skaičius N yra fliktuojantis dydis. Krūvininkų skaičiaus fliktuacijos ΔN sukelia tekančios bandiniu nuolatinės srovės I_0 fliktuacijas:

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{\Delta I}{I_0}. \quad (1.18)$$

Srovės fliktuacijų spektrinis tankis, laikant, kad atskiri krūvininkai yra nepriklausomi, lygus:

$$S_I = 4 \frac{I_0^2}{N_0} \frac{\tau_0}{1 + (\omega\tau_0)^2}. \quad (1.19)$$

Todėl norint apskaičiuoti S_I , reikia žinoti N_0 – vidutinį laisvųjų krūvininkų skaičių ir vidutinę krūvininkų relaksacijos trukmę τ_0 . $G-r$ vyksmui būdingas Lorencio pavidalo spektrinis tankis.

Šis triukšmas yra neišvengiamas puslaidininkinių junginiuose, kur didžiausia problema gardelės

defektai [6].

4. $1/f$ triukšmas. Šis triukšmas pasireiškia beveik visur: puslaidininkiuose, dielektrikuose, metaluose, visuose vakuuminiuose ir puslaidininkiniuose įtaisuose. Paprastai didelį $1/f$ triukšmą turi defektingi dariniai. Todėl pagal $1/f$ triukšmo dydį galima spręsti apie medžiagos ar įtaiso kokybę [14]. Šio triukšmo spektro pobūdis paprastai $f^{(-\gamma)}$; kur γ daugeliu atvejų $0,7 < \gamma < 1,5$. Kaip ir g - r triukšmo atveju, srovės fliktuacijas lemia laidininko varžos fliktuacijos pusiausvyros sąlygomis, o krūvininkų judėjimą galima laikyti visiškai atsitiktiniu. Todėl galima tikėtis, kad $1/f$ triukšmo dydis bus atvirkščiai proporcingas suminiam judriųjų krūvininkų skaičiui N bandinyje. Atlikus daug matavimų su gryniaisiais puslaidininkiais kambario temperatūroje gauta:

$$\frac{S_I}{I^2} = \frac{S_U}{U^2} = \frac{S_R}{R^2} = \frac{\alpha}{Nf}, \quad (1.20)$$

α – koeficientas ($\sim 2 \cdot 10^{-3}$). Ši išraiška dažnai vadinama Hugės (Hooge) empirine išraiška.

Yra ne viena teorija bandanti paaiškinti $1/f$ triukšmo kilmę ir tokį spektro pobūdį (pavyzdžiui, kad šio triukšmo lygis priklauso nuo to krūvininkų judrio μ sando, kurį lemia sklaida gardelės virpesiais), tačiau puslaidininkiniuose įrenginiuose labiausiai priimtinas aiškinimas kaip daugybės generacinių-rekombinacinių triukšmų spektrų superpozicija:

$$\frac{S_U}{U^2} = \sum_l \frac{a_l \tau_l}{1 + \omega^2 \tau_l^2}, \quad (1.21)$$

a_l – nedimensinis parametras, apibūdinantis triukšmo, kurio relaksacijos trukmė τ_l , intensyvumą [8, 14].

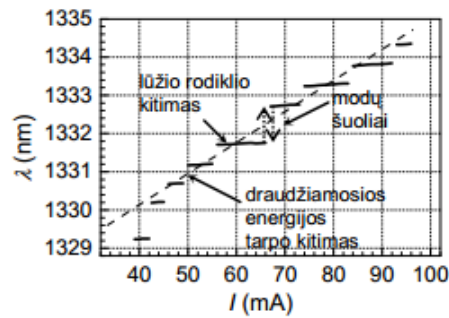
5. *Impulsinis* triukšmas (*angl.* Burst Noise, Random Telegraph Signal Noise (RTS)) pasireiškia pn sandūrose, tekant srovei, dažniau – mažų matmenų bandiniuose. Jį sukelti gali gardelės dislokacijos, potencialo barjero nepastovumas, sunkiųjų metalų priemaišos. Impulsinio triukšmo amplitudė gana pastovi ir siekia kelis procentus vidutinės srovės, tekančios per bandinį. Kaip ir generacinis-rekombinacinis bei $1/f$, impulsinis triukšmas taip pat gali būti paaiškinamas kaip varžos (laidumo) fliktuacijos [6].

1.2.2. Lazerinių diodų spinduliuotės intensyvumo triukšmai

Galima išskirti tokias LD spinduliuotės intensyvumo triukšmų priežastis: kvantinis triukšmas, modų galios persiskirstymo triukšmas ir modų šuolių triukšmas. Triukšmas, kurį sukelia optinis grįžtamasis ryšys dėl atspindžio nuo išorinio veidrodžio, taip pat svarbus taikomoju požiūriu.

Šviesos dioduose kvantinis (šratinis) triukšmas susidaro tik dėl savaiminio spinduliavimo, tuo tarpu LD kvantinis triukšmas yra savaiminės ir lazerio generuojamos šviesos suminis reiškinys [11].

Modų šuolio reiškinio metu stebimas šuoliškas smailinės modos bangos ilgio kitimas, kai



1.4 pav. Smailinio bangos ilgio kitimas didėjant injekcinei srovei InGaAsP/InP 1330 nm FP LD, čia bangos ilgio pokytis dėl draudžiamosios energijos tarpo temperatūrinės priklausomybės $\sim 0,4 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, o kiekvienos modos temperatūrinė priklausomybė dėl lūžio rodiklio kitimo nuo temperatūros $\sim 0,1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [5]

LD stiprinimo spektro didžiausia vertė pasislenka ties kitos išilginės modos bangos ilgiu (1.4 pav.). Jei temperatūra ar injekcinė srovė didėja, stiprinimo spektro didžiausia vertė tolygiai slenka į didesnio bangos ilgio pusę kintant draudžiamosios energijos tarpui. Modų šuolis įvyksta tik tada, kai gretimos modos stiprinimas viršija spinduliuojamos modos stiprinimą. Mažinant srovę ar temperatūrą, modų šuolis įvyksta ties kita verte nei didinant – šiam reiškiniai būdinga histerezė [5, 2]. Modų persiskirstymo ir modų šuolių metu stipriai išauga triukšmas. Konkurencija tarp modų vyksta modų šuolių taške: čia pakaitomis atsitiktinai generuojamos dvi modos (tiksliau – moduluojamos atsitiktiniu telegrafiniu signalu). Šis triukšmas gali būti net esant pastoviai išėjimo galiai, nes jį sukelia pilnutinės šviesos išėjimo galios persiskirstymas tarp modų [11].

Optinio grįžtamojo ryšio triukšmas gali atsirasti, kai maža išspinduliuotos šviesos dalis tam tikrame nuotolyje atsispindi ir grįžta atgal į LD. Atsispindėjusi šviesa nuo nuotolinio veidrodžio grįž į LD per galinės sienelės veidrodį per laiko tarpą:

$$t_r = 2n_t \cdot l_t / c_0, \quad (1.22)$$

n_t , l_t , c_0 yra terpės lūžio rodiklis, atstumas tarp lazerio ir nuotolinio veidrodžio bei šviesos greitis, atitinkamai. Kai fazės skirtumas tarp atspindėtos ir spinduliuojamos bangos lygus $2m\pi$ ($m = 1, 2, 3 \dots$), lazerio rezonatoriaus ir išorinio rezonatoriaus modų fazės sutampa ir susidaro stovinti banga. Tai sukelia LD išėjimo galios padidėjimą, slenkstinės srovės sumažėjimą. Jei fazės skirtumas atitinka $2(m-1)\pi$, LD išėjimo galia sumažėja, slenkstinė srovė padidėja. Tai šviesos išėjimo priklausomybėse sukelia bangeles. Sumažinti grįžtančios atsispindėjusios šviesos kiekį galima tarp lazerio veidrodžio ir skaidulos įmontuojant optinį izoliatorių [5].

1.2.3. Triukšminė spektroskopija lazerinių diodų patikimumui ir kokybei įvertinti

Triukšminė spektroskopija gali būti galingas įrankis, tiriant puslaidininkinius įtaisus. Perteklinis triukšmas neišvengiamas žemuose dažniuose, tačiau jis daro įtaką prietaiso veikai ir aukštuose dažniuose. Matavimai atliekami gana artimomis pusiausvyrai sąlygomis ir tai yra pagrindinis

skirtumas nuo kitų puslaidininkinių tyrimo metodų: giliųjų lygmenų talpinės spektroskopijos (DLTS) ar šiluma skatinamųjų srovių spektroskopijos (TSC) [7]. Priešingai negu DLTS, triukšminė spektroskopija gali nustatyti ir lygmenis, kurių pagavimo skerspjūvis yra labai mažas [15].

Triukšmų tyrimas suteikia informacijos apie puslaidininkinio įtaiso kokybę, leidžia nuspėti įtaiso veikimo trukmę, kurioje įtaiso dalyje yra defektai. Lazerinių diodų charakteristikų blogėjimas paprastai yra susijęs su defektais aktyviojoje srityje arba sąlytyje su ja [4, 16]. Triukšmų charakteristikų pokyčiai prasidėjusį įtaiso gedimą padeda pastebėti labai ankstyvoje stadijoje [17].

Tai pastebėti ypač svarbu dariniuose su paslėptuoju įvairiatarpiu dariniu, nes sudėtinga sluoksnių auginimo technologija šiuose lazeriniuose dioduose dažnai lemia papildomus defektus aktyviosios srities paviršiuje. Šie defektai didina nuotėkio sroves, o tai blogina temperatūrinės įtaiso charakteristikas [2].

LD sugedimą gali lemti ne tik PĮD darinio sugedimas, bet ir dislokacijų tinklelio augimas. Jis puslaidininkiniame darinyje veikia kaip injekuotų krūvininkų ir išspinduliuotos šviesos sugėriklis. Viena iš tokio tinklelio augimo priežasčių – nespinduliuojamosios rekombinacijos skatinama defektų migracija. Šios rekombinacijos metu išlaisvinta energija emituojant daugelį fononų pavirsta gardelės virpesiais ir taip sukelia žematemperatūrinį defektų judėjimą. Kita priežastis – defektai padėkle ir sukibimo klaidos augant kristalui. Taigi, dislokacijų tankį galima sumažinti tobulinant kristalų auginimo technologiją bei naudojant kokybiškus padėklus.

Staigų LD sugedimą po tam tikro laiko lemia ir kontaktų gedimas, veidrodžių oksidacija bei katastrofinis optinis ardymas (KOA). Veidrodžių sugedimas yra sukeliamas optinės spinduliuotės sugerties juose (galios tankis ties veidrodžiais siekia kelis megavatus kvadratiniam centimetrui). Fotoindukuotieji elektronai ir skylės nespinduliuojamuoju būdu rekombinuoja veidrodžio sluoksnyje ir sukelia kaitimą, o jis papildomai mažina draudžiamosios energijos tarpą ir didina spinduliuotės sugertį. Toks teigiamas grįžtamasis ryšys skatina veidrodžio oksidavimąsi ir katastrofinį optinį ardymą. To galima išvengti naudojant spinduliuotės nesugeriančias medžiagas ir atliekant darinio paviršiaus pasyvaciją prieš padengiant jį dielektrine plėvele [2, 5].

Tradiciskai LD patikimumo tyrimas atliekamas sendinant bandinį – jam veikiant kritinėmis sąlygomis. Tačiau toks ilgas sendinimo eksperimentas papildomai blogina bandinių charakteristikas, todėl didelis dėmesys skiriamas triukšmų tyrimams daug žemiau lazerinės generacijos slenksčio, taip išvengiant galimos skatinančios spartesnį gedimą tyrimo įtakos [14]. Gautos ikislenkstinės triukšmų charakteristikos, susietos su bandinių patikimu, padėtų sukurti dar jautresnę metodiką lazerinių diodų kokybei įvertinti.

Ypatingai jautrios metodikos reikia lazeriniams diodams, kurie pagaminti preciziškai su labai mažu pradinių defektų tankiu. Todėl triukšmų charakteristikos matuojamos ir LD veikiant atgaline kryptimi iki pramušimo. Gautąsias charakteristikas bandoma susieti su voltamperinėmis

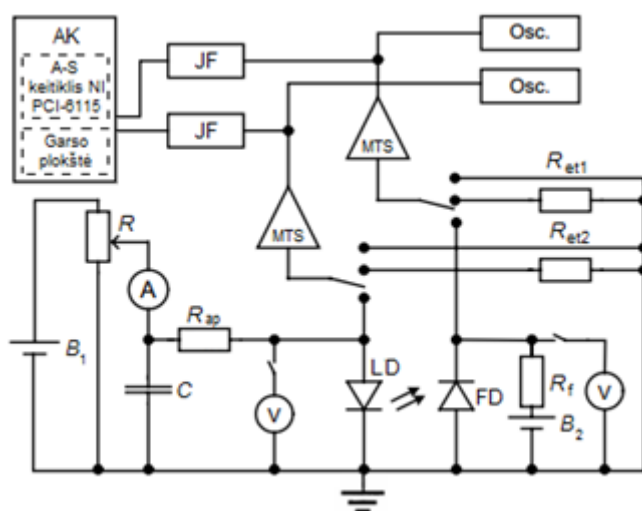
charakteristikomis, matuotomis atgaline kryptimi, bei triukšmų charakteristikomis, matuotomis tiesiogine kryptimi [17]. Pastebėti dėsningumai leistų greitai ir saugiai atskirti patikimus ir mažiau patikimus bandinius.

2. Tyrimo metodika

2.1. Eksperimentinė dalis

2.1.1. Triukšmų matavimo aparatūra

Triukšmų matavimas atliekamas ekranuotoje patalpoje, o siekiant išvengti išorinio elektromagnetinio lauko poveikio pats bandinys patalpintas į metalinę dėžę. Lazerinio diodo spinduliuotę fiksuoja fotodiodas. Naudotas germanio fotodiodas FD-3, registruojantis 0,4 – 1,9 μm bangos ilgio spinduliuotę bei švino selenido fotodetektorius FDPSE2X2, registruojantis 1,5 – 4,8 μm bangos ilgio spinduliuotę. 2.1 pav. pavaizduota principinė įtampos fliktuacijų matavimo stendo schema.



2.1 pav. Triukšmų matavimo stendo schema: AK – asmeninis kompiuteris; B_1 , B_2 – maitinimo šaltiniai; C – kondensatorius, galimiems kontaktų ar maitinimo šaltinio triukšmams pašalinti; FD – fotodiodas; JF – juostiniai filtrai; LD – lazerinis diodas; MTS – mažo triukšmo stiprintuvai; R_{ap} , R_f – lazerinio diodo ir fotodiodo apkrovos varžos; R_{et1} , R_{et2} – etalonišės varžos.

LD matinimui naudotas 12 V akumuliatorius (B_1), o srovės stipris potenciometru R keičiamas nuo 5 μA iki maksimalios diodu leidžiamos tekėti srovės. Kadangi LD grandine tekanti srovė turi būti kiek įmanoma pastovesnė, apkrovos varža R_{ap} turi būti parinkta kiek galima didesnė, lyginant su diodo diferencialine varža R_d , kuri išreiškiama taip:

$$R_d = \frac{nkT}{eI} + R_c, \quad (2.1)$$

čia n – neidealumo koeficientas, k – Bolcmano konstanta, I – vidutinis bandiniu tekančios srovės stipris, R_c – nuosekloji varža.

Matuojamos įtampos fliktuacijos stiprinamos mažatriukšmiai stiprintuvais (MTS). Kompiuterio garso plokštė veikia kaip analoginio signalo keitiklis į skaitmeninį. Kadangi ji – dviejų kanalų, tai vienu metu galima matuoti du analoginius signalus. Norint įvertinti triukšmų pobūdį aukštesniuose dažniuose nei 20 kHz, naudotas firmos National Instruments analogas-skaičius keitiklis PCI-6115. Skaitmeninė įtampos fliktuacijų analizė atliekama specialiai šiam tikslui parašyta programa, kuri atlieka sparčiąją Furjė transformaciją, atvaizduoja įtampos fliktuacijų spektrinių tankių priklausomybes nuo dažnio, atlieka spektrų vidurkinimą bei apskaičiuoja triukšmų abipusės koreliacijos koeficientą [18].

Nuolatinės veikos režime lazeriniai diodai stipriai kaista, ypač didesnės galios Fabri-Pero LD. Todėl siekiant išvengti galimų charakteristikų pokyčių dėl bandinio kaitimo, lazerinis diodas sumontuotas ant paausiuoto laikiklio, taip užtikrinant ypatingai gerą šiluminį kontaktą tarp sąlyčio paviršių. Norimai LD temperatūrai palaikyti naudotas Peltjė elementas, o temperatūrai matuoti – varžinis temperatūros jutiklis PT-100.

2.1.2. Atlikti tyrimai

Buvo matuojami lazerinių diodų optiniai spinduliuotės spektrai, spinduliuotės išeigos ir voltamperinės charakteristikos, talpų priklausomybės nuo tiesioginės įtampos bei jų dažninės priklausomybės, elektriniai ir optiniai triukšmai tiesiogine kryptimi, abipusės koreliacijos koeficientai tarp elektrinių ir optinių fliktuacijų. Šie koeficientai buvo apskaičiuoti ir kiekvienai dažnių juostos oktavai, panaudojant skaitmeninius filtrus programoje. Eksperimento metu matuotas elektrinis triukšmas – tai lazerinio diodo įtampos fliktuacijos. Kadangi LD spinduliuotė patenka į fotodiodą, tai apkrovos varžos R_f įtampa, proporcinga spinduliuotės galiai, todėl šios varžos įtampos fliktuacijos yra registruojamos kaip lazerinio diodo optiniai triukšmai. Daugiamodžių LD elektrinis triukšmas buvo matuotas ir jiems veikiant atgaline kryptimi (šie rezultatai pateikti priede Nr. 1).

Koreliacijos koeficiento skaičiavimas ir jo analizė detaliai aprašyta skyriuje: 2.2. Koreliacinės analizės metodas.

Optiniai spinduliuotės spektrai matuoti optiniu spektro analizatoriumi Advantest Q8384, voltamperinės bei talpinės charakteristikos – puslaidininkų įtaisų analizatoriumi Agilent B1500A.

2.1.3. Spektrinių tankių skaičiavimas

Atliekant eksperimentą, labai svarbu atsižvelgti į matavimo sistemos savuosius triukšmus. Matuojant bandinio triukšmus, jie yra lyginami su žinomos vertės etaloninių varžų triukšmu. Todėl triukšmų stiprintuvai (2.1 pav.) turi 3 įėjimų jungiklius, kuriais galima atjungti stiprintuvą nuo

matavimo stendo, prijungti prie įėjimų etalonines varžas (R_{et1} , R_{et2}) arba įėjimus užtrumpinti. Varžų triukšmas – šiluminis, apskaičiuojamas pagal Naikvisto formulę (1.13) ir jo spektrinis tankis pastovus visame dažnių intervale. Lazerinio diodo įtampos fliktuacijų spektrinis tankis tuomet apskaičiuojamas taip:

$$S_{U_{el}}(f) = 4kTR_{et1} \frac{S_{el}(f) - S_{\perp 1}(f)}{S_{et1}(f) - S_{\perp 1}(f)}, \quad (2.2)$$

o spinduliuotės galios fliktuacijų spektrinis tankis:

$$S_{U_{opt}}(f) = 4kTR_{et2} \frac{S_{opt}(f) - S_{\perp 2}(f)}{S_{et2}(f) - S_{\perp 2}(f)}, \quad (2.3)$$

čia $S_{el}(f)$, $S_{opt}(f)$ – matuojami LD įtampos ir spinduliuotės galios fliktuacijų spektriniai tankiai; $S_{\perp 1}(f)$, $S_{\perp 2}(f)$ – matavimo sistemų įtampų fliktuacijų spektriniai tankiai (matuojami stiprintuvų įėjimus užtrumpinus); $S_{et1}(f)$, $S_{et2}(f)$ – etaloninių varžų įtampų fliktuacijų spektriniai tankiai.

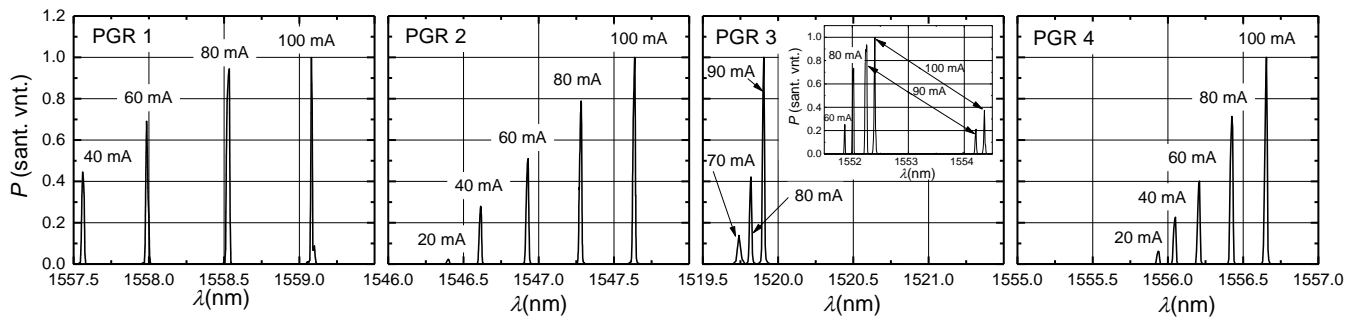
Galimų pamatuoti lazerinio diodo įtampos fliktuacijų spektrinio tankio ribą nulemia naudojamo mažatriukšmio stiprintuvo ekvivalentinė triukšmų varža. O galimo matuoti optinio triukšmo lygį lemia fotodiodo apkrovos varžos šiluminio triukšmo dydis $4kTR_f$ [18].

2.1.4. Bandiniai

Buvo tirti keturi vienmodžiai paskirstyto grįžtamojo ryšio lazeriniai diodai su daugeliu kvantinių duobių aktyviojoje srityje (bandiniai gauti bendradarbiaujant su Kanados McMaster universitetu ir „Bookham“ telekomunikacinės įrangos gamintoju), spinduliuojantys 1,55 μm bangos ilgio spinduliuotę, vienas didelio skaisčio puslaidininkinis šviestukas ir keturi daugiamodžiai Fabri-Pero lazeriniai diodai su keteriniu bangolaidžiu, spinduliuojantys 2 – 3 μm bangos ilgių ruože (gamintojas „Brolis Semiconductors“). Svarbiausios bandinių charakteristikos ir jų žymėjimas pateiktas 2.1 ir 2.2 lentelėse. Tirti PGR lazeriniai diodai buvo be korpuso, kadangi skirti montuoti į optinę skaidulą ir naudoti optinio ryšio sistemose, o SLD bei FP LD – TO bei C-mount tipo įpakavimuose. 2.2 ir 2.3 pav. pateikti šių bandinių optiniai spinduliuotės spektrai.

2.1 lentelė. PGR lazerinių diodų charakteristikos

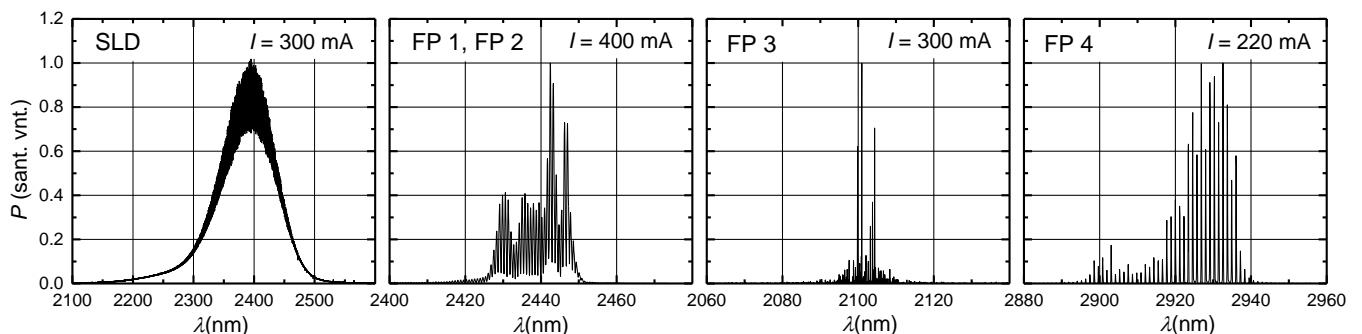
Bandinys	PGR 1	PGR 2	PGR 3	PGR 4
Medžiaga	InGaAsP			
Nustatyta slenkstinės srovės vertė	14 mA	18 mA	50 mA	11 mA
Kanalo ilgis	250 μm			



2.2 pav. PGR lazerinių diodų spinduliuotės optiniai spektrai jais tekant skirtingo stiprio srovėms (įterptinis PGR3 paveikslas vaizduoja optinį spektrą po triukšmų matavimo)

2.2 lentelė. SLD ir FP lazerinių diodų charakteristikos

Bandinys	SLD	FP 1	FP 2	FP 3	FP 4
Medžiaga	AlGaAsSb/GaInAsSb/GaSb				
Nustatyta slenkstinės srovės vertė	–	68 mA	68 mA	36 mA	96 mA
Kanalo ilgis	1000 μm				
Pastabos	–	–	Gamintojas teigia, kad testuojant ekstremaliomis sąlygomis pasireiškė dalinis KOA	Išėjimo veidrodžio atspindžio koeficientas didesnis negu kitų FP LD (~ 5 %)	Veidrodžiai nedengti dielektrinėmis dangomis (abiejų atspindžio koef. ~ 30 %)



2.3 pav. SLD ir FP lazerinių diodų spinduliuotės optiniai spektrai jais tekant tam tikro stiprio srovei (gamintojo „Brolis Semiconductors“ duomenys)

FP LD barjeriniai sluoksniai yra 20 nm storio iš $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ (daugeliui bandinių $x = 0,1$, $y = 0,04$), o kvantinės duobės 11 nm storio iš $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ (daugeliui bandinių $x = 0,27$, $y = 0,03$) [3].

2.2. Koreliacinės analizės metodas

Lazerinių diodų ir šviesos diodų elektrinių ir optinių fliuktuacijų galios spektriniai tankiai žemuose dažniuose gali būti išreikšti kaip suma nepriklausomų komponentių su Lorencio tipo spektrais dėl rekombinacijos procesų įvairiuose defektuose ir priemaišose su skirtingomis relaksacijos trukmėmis τ_j ir šratinio triukšmo spektru, kuris yra pastovus labai plačiame dažnių intervale:

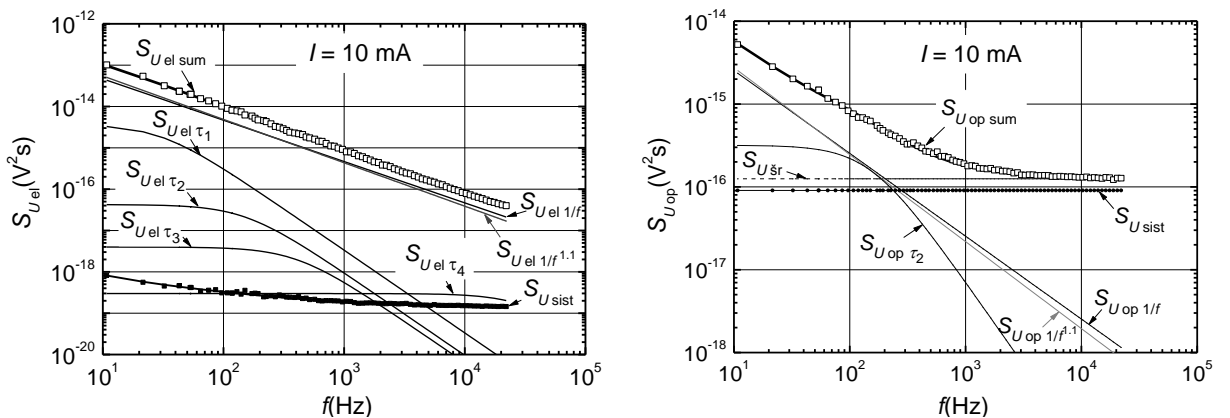
$$S_{\text{sum}}(f) = \sum_j \frac{A_j \cdot \tau_j}{1 + (2\pi f \tau_j)^2} + S_{\text{šr}} \quad (2.4)$$

Ši suma patogumo dėlei gali būti išreikšta kaip suma $1/f$, $1/f^\alpha$ ir generacinio-rekombinacinio ($g-r$) tipo (pačioms intensyviausioms rekombinacijos proceso komponentėms) spektrų. Tada, elektrinių ir optinių fliuktuacijų spektriniai tankiai gali būti išreikšti taip:

$$S_{\text{el sum}}(f) = \frac{A_{\text{el}1/f}}{f} + \frac{A_{\text{el}1/f^\alpha}}{f^\alpha} + \frac{A_{\text{el gr}} \tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} + S_{\text{el šr}}, \quad (2.5)$$

$$S_{\text{op sum}}(f) = \frac{A_{\text{op}1/f}}{f} + \frac{A_{\text{op}1/f^\alpha}}{f^\alpha} + \frac{A_{\text{op gr}} \tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} + S_{\text{op šr}}, \quad (2.6)$$

kur dydžiai A_j apibrėžia triukšmų komponentių intensyvumus. Toks atvaizdavimas yra labai patogus tolimesnei triukšmų analizei, kadangi jis parodo, kad triukšmų komponentės su $1/f$, $1/f^\alpha$ ir $g-r$ tipo spektrais yra statistiškai nepriklausomos [19]. Toks elektrinio ir optinio triukšmo spektro skaidymo pavyzdys pavaizduotas 2.3 pav. Generacinio – rekombinacinio triukšmo komponentių kiekis priklauso nuo išmatuoto spektro sudėtingumo.



2.3 pav. Elektrinio (kairėje) ir optinio (dešinėje) triukšmo spektrų skaidymas į komponentes. Tušti kvadratėliai žymi eksperimentinius rezultatus (PGR 4 bandinys)

Matuojamas elektrinis ir optinis triukšmas gali būti išskirtas į tokius elektrinių ir optinių triukšmų šaltinius, atitinkamai:

$$u_{\text{el sum}}(t) = u_{\text{el}1/f}(t) + u_{\text{el}1/f^\alpha}(t) + u_{\text{el gr}}(t) + u_{\text{el šr}}(t) + u_{\text{el sist}}(t), \quad (2.7)$$

$$u_{\text{op sum}}(t) = u_{\text{op}1/f}(t) + u_{\text{op}1/f^\alpha}(t) + u_{\text{op gr}}(t) + u_{\text{op šr}}(t) + u_{\text{op sist}}(t), \quad (2.8)$$

kur $u_{\text{el}1/f}(t)$ ir $u_{\text{op}1/f}(t)$ – elektrinių ir optinių fliktuacijų komponentės su $1/f$ tipo spektrais; $u_{\text{el}1/f^\alpha}(t)$ ir $u_{\text{op}1/f^\alpha}(t)$ – elektrinių ir optinių fliktuacijų komponentės su $1/f^\alpha$ tipo spektrais; $u_{\text{el gr}}(t)$ ir $u_{\text{op gr}}(t)$ – komponentės su Lorencio tipo spektrais; $u_{\text{el šr}}(t)$ ir $u_{\text{op šr}}(t)$ – komponentės su pastoviu labai plačiu dažnių intervale spektru; $u_{\text{el sist}}(t)$ ir $u_{\text{op sist}}(t)$ – elektrinio ir optinio triukšmo matavimo sistemų savųjų triukšmų komponentės [10]. Koreliacijos koeficientas apibrėžiamas taip:

$$k = \frac{\langle u_{\text{el sum}}(t) \cdot u_{\text{op sum}}(t) \rangle}{(\sigma_{\text{el sum}}^2 \cdot \sigma_{\text{op sum}}^2)^{1/2}}, \quad (2.9)$$

čia $\langle \dots \rangle$ žymi vidurkinimą pagal laiką ir realizacijų skaičių; $\sigma_{\text{el sum}}^2 = \langle u_{\text{el sum}}^2(t) \rangle$ ir $\sigma_{\text{op sum}}^2 = \langle u_{\text{op sum}}^2(t) \rangle$ – atitinkamai elektrinių ir optinių triukšmų dispersijos. Koreliacijos koeficientas atspindi tiesinę priklausomybę tarp dviejų atsitiktinių procesų, todėl kiekviena žemadažnė optinių fliktuacijų komponentė gali būti išreikšta taip:

$$u_{\text{op}j}(t) = a_j u_{\text{el}j}(t), \quad (2.10)$$

kur a_j – proporcingumo koeficientas ir jis išreiškia moduliacijos koeficientą, kuriuo LD srovės fliktuacijos moduliuoja išspinduliuotų fotonų srautą (arba išspinduliuotos šviesos galią).

Yra tikslinga žinoti koreliacijos koeficiento priklausomybę nuo dažnio. Tuo tikslu koreliacijos koeficientas matuojamas kiekvienoje dažnių juostos oktavoje naudojant skaitmeninius filtrus. Tuomet koreliacijos koeficientas apibrėžiamas taip:

$$k_{\text{okt}} = \frac{\langle u_{\text{el okt}}(t) \cdot u_{\text{op okt}}(t) \rangle}{(\sigma_{\text{el okt}}^2 \cdot \sigma_{\text{op okt}}^2)^{1/2}}, \quad (2.11)$$

čia $\sigma_{\text{el okt}}^2 = \langle u_{\text{el okt}}^2(t) \rangle$ ir $\sigma_{\text{op okt}}^2 = \langle u_{\text{op okt}}^2(t) \rangle$ – atitinkamai elektrinių ir optinių triukšmų dispersijos vienoje dažnių juostos oktavoje.

Atsižvelgiant į (2.7) ir (2.8) lygtis elektrinių ir optinių fliktuacijų dispersijos kiekvienoje dažnių oktavoje gali būti apibrėžtos taip:

$$\sigma_{\text{el okt}}^2 = \sigma_{\text{el}1/f \text{ okt}}^2 + \sigma_{\text{el}1/f^\alpha \text{ okt}}^2 + \sigma_{\text{el gr okt}}^2 + \sigma_{\text{el šr okt}}^2 + \sigma_{\text{el sist okt}}^2, \quad (2.12)$$

$$\sigma_{\text{op okt}}^2 = \sigma_{\text{op}1/f \text{ okt}}^2 + \sigma_{\text{op}1/f^\alpha \text{ okt}}^2 + \sigma_{\text{op gr okt}}^2 + \sigma_{\text{op šr okt}}^2 + \sigma_{\text{op sist okt}}^2, \quad (2.13)$$

kur kiekviena dispersijos komponentė $\sigma_{j \text{ okt}}^2$ gali būti surasta iš išmatuotų triukšmo spektrinių komponentių (išraiškos (2.5) ir (2.6)):

$$\sigma_{j \text{ okt}}^2 = \int_{f_1}^{f_2} S_j(f) df, \quad (2.14)$$

čia $f_2 = 2f_1$. Elektrinių ir optinių triukšmų komponentių su skirtingais spektrais dispersijų įvertinimas atliekamas taip:

$$\sigma_{1/f \text{ okt}}^2(f_c) = \int_{f_1}^{f_2} \frac{A_{1/f}}{f} df = A_{1/f} \ln\left(\frac{f_2}{f_1}\right) = A_{1/f} \ln 2, \quad (2.15)$$

$$\sigma_{1/f^\alpha \text{ okt}}^2(f_c) = \int_{f_1}^{f_2} \frac{A_{1/f^\alpha}}{f^\alpha} df = \left(\frac{3}{4}\right)^{\alpha-1} \cdot \frac{2^{\alpha-1} - 1}{\alpha - 1} \cdot \frac{A_{1/f^\alpha}}{f_c^{\alpha-1}}, \quad (2.16)$$

$$\sigma_{gr \text{ okt}}^2(f_c) = \int_{f_1}^{f_2} \frac{A_{gr} \cdot \tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} df = \frac{A_{gr}}{2\pi} \cdot \left(\arctan\left(\frac{8\pi f_c}{3}\right) - \arctan\left(\frac{4\pi f_c}{3}\right) \right), \quad (2.17)$$

$$\sigma_{sr \text{ okt}}^2(f_c) = \int_{f_1}^{f_2} S_{sr} df = \frac{2}{3} S_{sr} f_c, \quad (2.18)$$

čia $\alpha \neq 1$ ir f_c yra centrinis oktavos dažnis [19].

Tolimesnei koreliacijos koeficiento interpretacijai koreliacijos funkciją galima užrašyti taip:

$$\langle u_{\text{el sum}}(t) \cdot u_{\text{op sum}}(t) \rangle = \sum_{j=1}^3 \langle u_{\text{el } j}(t) \cdot u_{\text{op } j}(t) \rangle, \quad (2.19)$$

kur indeksas $j = 1$ aprašo koreliacijos funkciją $1/f$ tipo fliktuacijoms, $j = 2 - 1/f^\alpha$ tipo ir $j = 3 - g-r$ tipo fliktuacijoms. Laikoma, kad šratinio, šiluminio ir matavimo sistemos triukšmo komponentės yra nekoreliuotos. Atsižvelgiant į (2.10), koreliacijos funkcija tarp optinių ir elektrinių triukšmo komponentių ir optinio triukšmo dispersija gali būti išreikštos taip:

$$K_j(t) = \langle u_{\text{op } j}(t) \cdot u_{\text{el } j}(t) \rangle = a_j \langle u_{\text{el } j}(t) \cdot u_{\text{el } j}(t) \rangle = a_j \sigma_{\text{el } j}^2, \quad (2.20)$$

$$\sigma_{\text{op } j}^2 = a_j^2 \sigma_{\text{el } j}^2. \quad (2.21)$$

Iš lygčių (2.20) ir (2.21) seka, kad

$$a_j = \left(\frac{\sigma_{\text{op } j}^2}{\sigma_{\text{el } j}^2} \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

ir

$$K_j(t) = \pm \left(\sigma_{\text{op } j}^2(t) \cdot \sigma_{\text{el } j}^2(t) \right)^{1/2}. \quad (2.23)$$

Koreliacijos funkcijos ženklas yra nulemtas proporcingumo koeficiento a_j ženklo. Bendru atveju ne visos žemadažnės fliktuacijos (pvz. $1/f$, $1/f^\alpha$ ir $g-r$ tipo spektrais) visiškai pilnai koreliuoja su optinėmis fliktuacijomis: kontaktai arba elektriniai triukšmai pasyviojoje lazerinio diodo dalyje nesukelia išspinduliuotos šviesos intensyvumo fliktuacijų, t.y. kiekviena žemadažnio elektrinio

triukšmo spektrinė komponentė gali būti išreikšta kaip koreliuojančios ir nekoreliuojančios dalių suma:

$$S_{el,j}(f) = S_{el,j,kor}(f) + S_{el,j,nekor}(f) = d_j S_{el,j}(f) + (1-d_j) S_{el,j}(f), \quad (2.24)$$

čia dydis d_j rodo, kuri elektrinio triukšmo spektrinės komponentės $S_{el,j}(f)$ dalis susijusi su išspinduliuotos šviesos intensyvumo fliktuacijomis. Taigi, koreliuojantys triukšmai yra tik iš aktyviojo LD sluoksnio ir to paties spektro tipo: $u_{el,1/f,akt}(t)$ ir $u_{op,1/f}(t)$, $u_{el,1/f^\alpha,akt}(t)$ ir $u_{op,1/f^\alpha}(t)$, $u_{el,gr,akt}(t)$ ir $u_{op,gr}(t)$.

Koreliacijos koeficientas (2.9), įskaitant išraiškas (2.19) ir (2.22) – (2.24), gali būti išreikštas:

$$k = \frac{\sum_{j=1}^3 (d_j \sigma_{j,el}^2 \cdot \sigma_{j,op}^2)^{1/2}}{(\sigma_{el,sum}^2 \cdot \sigma_{op,sum}^2)^{1/2}} \quad (2.25)$$

visam dažnių intervalui nuo 10 Hz iki 20 kHz ir atitinkamai kiekvienai dažnių oktavai:

$$k_{okt} = \frac{\sum_{j=1}^3 (d_j \sigma_{j,el,okt}^2 \cdot \sigma_{j,op,okt}^2)^{1/2}}{(\sigma_{el,sum,okt}^2 \cdot \sigma_{op,sum,okt}^2)^{1/2}}. \quad (2.26)$$

Dydžiai d_j randami lyginant eksperimento metu gautą koreliacijos koeficientą su apibrėžtu lygtimi (2.26). Generacinio-rekombinacinio tipo fliktuacijos laikomos pilnai koreliuojančiomis ($d_{gr} = 1$) visame matuojamų srovių intervale, tačiau jų indėlis į bendrą koreliacijos koeficientą gali būti mažas ar labai mažas.

Bendras parametras d parodantis, kuri žemadažnio elektrinio triukšmo dalis koreliuoja su žemadažniu optiniu triukšmu, gali būti rastas iš koreliacijos koeficiento, išmatuoto eksperimento metu:

$$k_{eksp} = \left(\frac{\sigma_{el,žd,akt}^2 \cdot \sigma_{op,žd}^2}{\sigma_{el,sum}^2 \cdot \sigma_{op,sum}^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{d \cdot \sigma_{el,žd}^2 \cdot \sigma_{op,žd}^2}{\sigma_{el,sum}^2 \cdot \sigma_{op,sum}^2} \right)^{1/2}, \quad (2.27)$$

kur

$$\sigma_{el,žd,akt}^2(t) = \langle u_{el,1/f,akt}^2(t) \rangle + \langle u_{el,1/f^\alpha,akt}^2(t) \rangle + \langle u_{el,gr,akt}^2(t) \rangle = \sigma_{el,1/f,akt}^2 + \sigma_{el,1/f^\alpha,akt}^2 + \sigma_{el,gr,akt}^2, \quad (2.28)$$

$$\sigma_{op,žd}^2(t) = \langle u_{op,1/f}^2(t) \rangle + \langle u_{op,1/f^\alpha}^2(t) \rangle + \langle u_{op,gr}^2(t) \rangle = \sigma_{op,1/f}^2 + \sigma_{op,1/f^\alpha}^2 + \sigma_{op,gr}^2, \quad (2.29)$$

$$\sigma_{el,žd}^2(t) = \sigma_{el,žd,akt}^2 + \sigma_{el,žd,pas}^2, \quad (2.30)$$

o $\sigma_{el,žd,akt}^2$ ir $\sigma_{el,žd,pas}^2$ žymi aktyviosios ir pasyvosios LD sričių žemadažnių elektrinių fliktuacijų dispersijas. Visos šviesos diodo struktūros defektingumas yra apibrėžiamas visa žemadažne dispersija $\sigma_{el,žd}^2$, o LD aktyviosios srities defektingumas – nariu $\sigma_{el,žd,akt}^2$.

Parametras d tuomet:

$$d = k_{\text{eksp}}^2 \frac{\sigma_{\text{el sum}}^2 \cdot \sigma_{\text{op sum}}^2}{\sigma_{\text{el žd}}^2 \cdot \sigma_{\text{op žd}}^2}. \quad (2.31)$$

Ši (2.31) lygtis galioja ir kiekvienai dažnių oktavai.

Eksperimento metu matuojamos dispersijos yra suminės, t.y. tuo pačiu laiku turėti atskirai kiekvieną triukšmo sandą yra neįmanoma. Eliminuoiant šratinio triukšmo ir matavimo sistemos savąsias triukšmų komponentes, galima įvertinti tikrąjį koreliacijos koeficientą vienoje dažnių oktavoje, įskaitant tik žemadažnes ($1/f$, $1/f^\alpha$ ir $g-r$ tipo) fliktuacijas:

$$k_{\text{žd okt}} = \frac{\sum_{j=1}^3 (d_j \sigma_{j \text{el okt}}^2 \cdot \sigma_{j \text{op okt}}^2)^{1/2}}{(\sigma_{\text{el žd okt}}^2 \cdot \sigma_{\text{op žd okt}}^2)^{1/2}}, \quad (2.32)$$

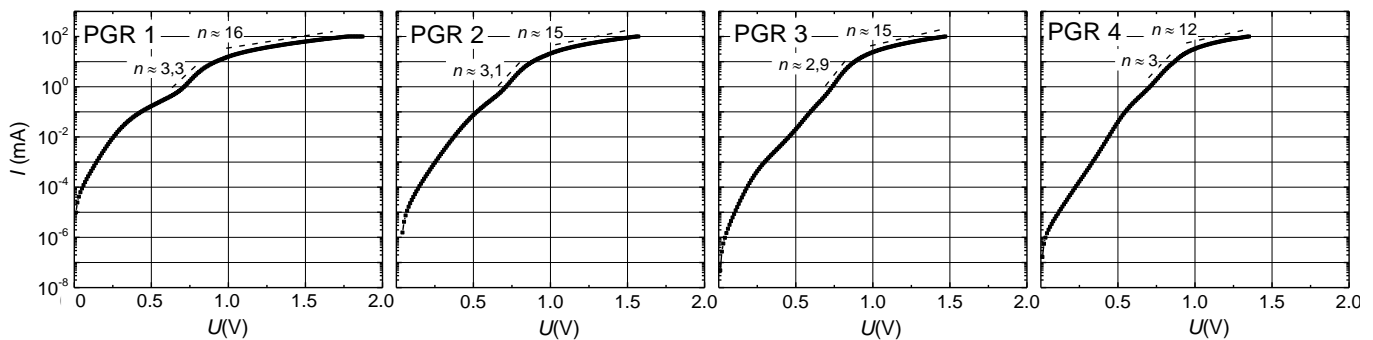
kur dispersijos $\sigma_{\text{el žd okt}}^2 = \sum_{j=1}^3 \sigma_{j \text{el okt}}^2$ ir $\sigma_{\text{op žd okt}}^2 = \sum_{j=1}^3 \sigma_{j \text{op okt}}^2$. Taip įvertintas koreliacijos koeficientas yra šiek tiek didesnis nei rastas eksperimentiškai (lygtis (2.27)). Dabar, dydžiams pilnai koreliuojant, $k_{\text{žd okt}}$ bus lygus 100 % [10, 20].

3. Rezultatai ir jų aptarimas

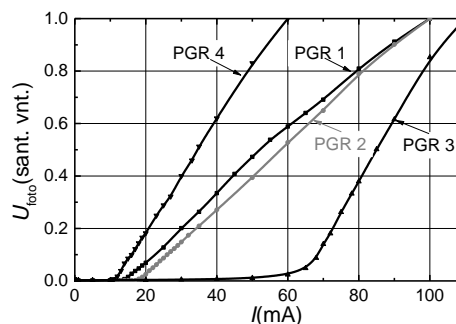
Šiame skyriuje pateikti ir aptarti svarbiausi tirtų bandinių rezultatai: vienmodžių bei daugiמודžių lazerinių diodų triukšmų charakteristikos, koreliacijos tarp elektrinių ir optinių fliktuacijų analizės rezultatai, srovės fliktuacijų tyrimas tiesiogine kryptimi bei slenkstinės srovės nustatymo būdai.

3.1. Vienmodžių lazerinių diodų triukšmų charakteristikos

Lazerinių diodų triukšmų charakteristikų kitimas glaudžiai susijęs su bandinių voltamperinėmis bei spinduliuotės išėigos charakteristikomis. 3.1 pav. pateiktos lazerinių diodų voltamperinės charakteristikos bei neidealumo koeficientai n (1.15 lygtis) Esant lazerinei generacijai nuokrypis nuo eksponentinės priklausomybės pasireiškia dėl nuoseklios varžos įtakos, todėl neidealumo koeficiento vertės didelės ($n \geq 12$) [10].



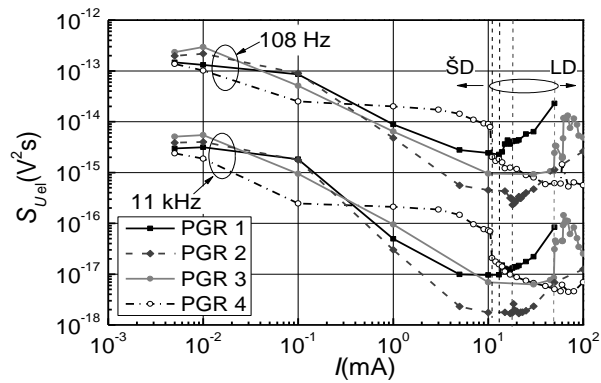
3.1 pav. PGR lazerinių diodų voltamperinės charakteristikos, n – neidealumo koeficientas



3.2 pav. PGR lazerinių diodų šviesos išėjimo galios (proporcingos fotodiodo apkrovos varžos įtampai U_{fot}) priklausomybės nuo srovės

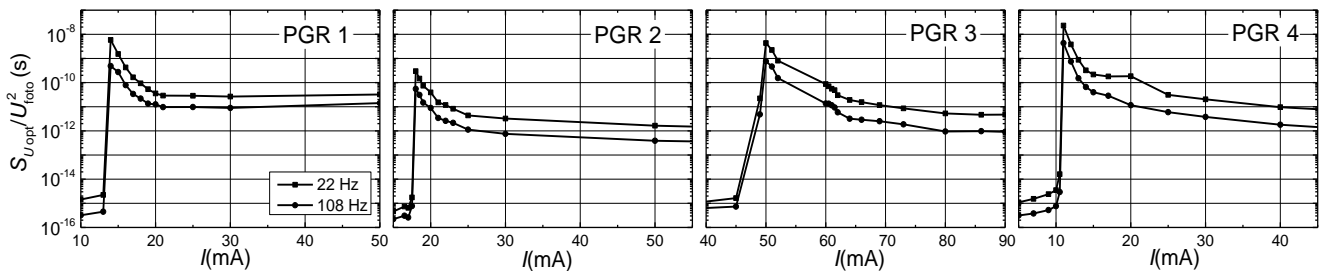
Iš 3.2 pav. matyti, kad lazerinėje veikoje, fotoįtampos priklausomybė nuo srovės artima tiesinei. Nuokrypis nuo tiesinės priklausomybės, kai tekanti srovė yra didelė (~ 100 mA), ypač PGR 3 bandinyje, pasireiškia dėl išsiskiriančios šilumos pn sandūroje, nespindulinės Ožė rekombinacijos ir galimo krūvininkų virštėkio, kai krūvininkai išteka iš aktyviosios srities, jai esant plonai [12].

Elektrinis triukšmas buvo matuotas tekant bandiniais mažoms srovėms (šviesos diodo veika) bei



3.3 pav. PGR lazerinių diodų elektrinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybės nuo srovės esant dviems skirtingiems dažniams (108 Hz ir 11 kHz), ŠD žymi šviesos diodo veiką, LD – lazerinės generacijos

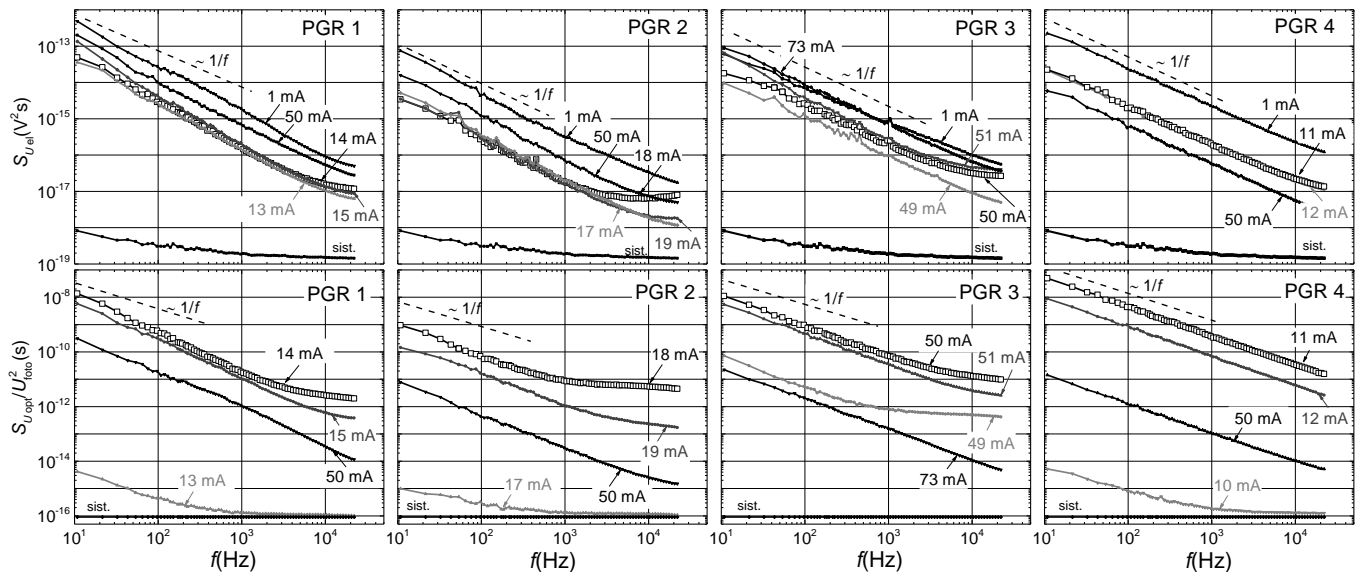
vykstant lazerinei generacijai (3.3 pav.). Elektrinio triukšmo spektrinio tankio vertės mažėja didėjant tekančiai srovei iki slenkstinės vertės nepriklausomai nuo dažnio. Didelis triukšmas tekant mažai srovei susijęs su tuo, kad srovė teka pro siaurus defektų suformuotus kanalus. Didėjant srovei, atskirų defektų įtaka mažėja ir elektrinio triukšmo lygis mažėja, nes srovė teka pro vis didesnę skerspjūvio plotą. Virš slenkstinės srovės vertės elektrinio triukšmo spektrinio tankio vertės didėja, išskyrus PGR 3 ir PGR 4 bandinius, kurių elektrinis triukšmas elgiasi kitaip. PGR 4 elektrinio triukšmo lygis toliau mažėja ir po to stabilizuojasi, o PGR 3, prasidėjus generacijai, elektrinio triukšmo lygis staigiai išauga per visą eilę. Taip pat šio bandinio slenkstinė srovės vertė labai didelė. Atsižvelgus į abu faktus, būtų galima teigti, kad bandinys PGR 3 nėra patikimas ir yra linkęs greitai sugesti. Tačiau, slenkstinė srovės vertė, kaip dydis patikimumui įvertinti, gali būti naudojamas tik nagrinėjant tokios pačios struktūros lazerinius diodus, pagamintus tomis pačiomis sąlygomis [4].



3.4 pav. Normuoto optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybės nuo srovės stiprio esant dviems skirtingiems dažniams (22 Hz ir 108 Hz)

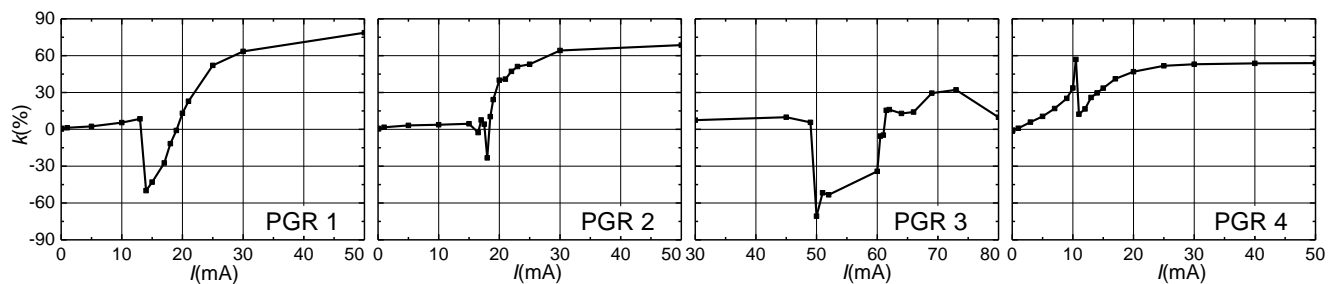
Normuoto optinio triukšmo spektrinio tankio priklausomybės nuo srovės panašios visiems bandiniams (3.4 pav.), skiriasi tik triukšmo intensyvumo dydis. Triukšmo padidėjimas ties slenksčiu susijęs su išaugusiu spinduliavimo intensyvumu prasidėjus priverstinei rekombinacijai.

Vykstant lazerinei generacijai, elektrinio ir optinio triukšmo spektriniai tankiai yra $1/f^\alpha$ ($0,9 \leq \alpha \leq 1,5$) pavidalo (3.5 pav.). Puslaidininkiniuose įtaisuose šis triukšmas pasireiškia dėl daugybės krūvininkų generacijos ir rekombinacijos procesų superpozicijos, o jų relaksacijos



3.5 pav. Elektrinio (viršuje) ir normuoto optinio (apačioje) triukšmo spektrinio tankio priklausomybės nuo dažnio slenkstinės srovės srityje ir aplink ją. Tušti simboliai žymi spektrinio tankio vertes esant slenkstinei srovei, sist. – matavimo sistemos savasis triukšmas

trukmės pasiskirstę labai plačiame laiko intervale. Šie $g-r$ centrai yra suformuoti įvairių defektų, dislokacijų ir bandinio struktūros netobulumų, gali būti tiek aktyviojoje LD srityje, tiek ir kitose [4, 21]. Priešslenkstinėje veikoje (vadinamoje šviesos diodo veikoje, dėl procesų panašumo į vykstančius ŠD), optinio triukšmo spektre $1/f$ komponentė maža, vyrauja baltas triukšmas. Tokio spektro pavidalo fliktuacijos sukeltos šratinio triukšmo dėl atsitiktinio fotonų išspinduliavimo.



3.6 pav. PGR LD koreliacijos koeficiento priklausomybės nuo srovės stiprio

$1/f$ triukšmo lygio svyravimas dar nėra pakankamas rodiklis bandinio patikimumo prognozavimui. Koreliacijos koeficientas tarp elektrinių ir optinių fliktuacijų yra daug jautresnis rodiklis įvertinant bandinio kokybę ir patikimumą (3.6 pav.). Ties lazerinės generacijos slenksčiu PGR 1, PGR 2 ir PGR 3 bandiniai turi neigiamos koreliacijos sritį, o PGR 4 – tik teigiamą. Neigiamas koreliacijos koeficientas susijęs su nuotėkio srovių kanalais, suformuotais įvairių defektų, sąlytyje su aktyviąja sritimi. Intensyvesnė nuotėkio srovė lemia mažesnę srovę, tekančią per aktyviąją sritį, taigi, ir mažesnę išspinduliuotą šviesos intensyvumą. Šie defektų suformuoti kanalai perskirsto srovės tekėjimą bandinyje, o tai ir lemia neigiamo koreliacijos koeficiento

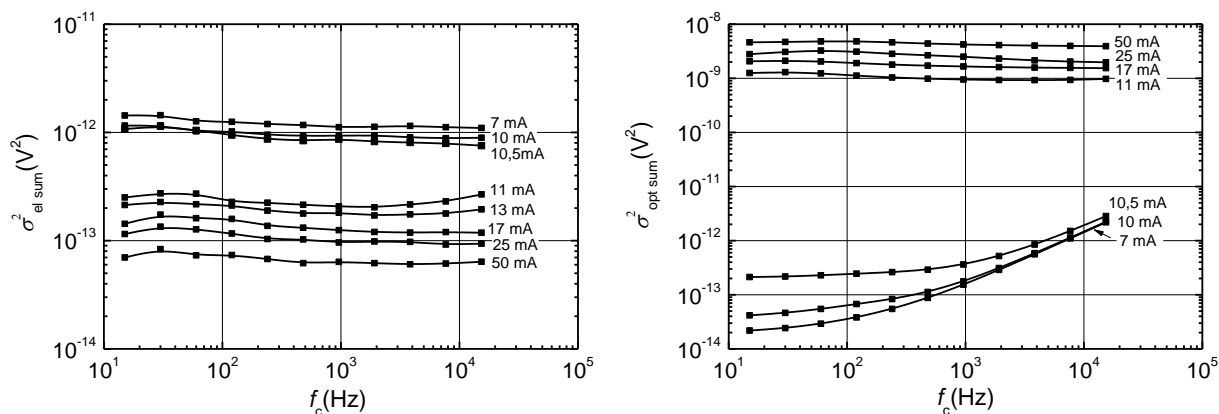
atsiradimą: lazerinio diodo įtampa ir išspinduliuotos šviesos galia fliktuoja priešingomis fazėmis. Nuotėkio srovės prisideda prie papildomo kaitimo, taip blogindamos jo charakteristikas ir gali lemti įtaiso gedimą [21]. Tai patvirtina PGR 3 bandinys: stipriai neigiamai koreliuota (net iki -70 %) sritis tęsiasi gerokai virš slenkstinės srovės vertės (nuo 50 mA iki 60 mA). Matavimų metu, šiame lazeriniame diode įvyko pokyčiai, kurie lėmė difrakcinės gardelės sugadinimą, to rezultatas – optiniame spektre buvo registruojamos dvi spinduliuojamos modos (2.2 pav.).

Teigiamas koreliacijos koeficientas tarp elektrinių ir optinių fliktuacijų vykstant lazerinei generacijai yra laikomas tipiniu geros kokybės lazeriniams diodams. Tam tikri defektai atsitiktinai moduliuoja laisvųjų krūvininkų skaičių aktyviajame sluoksnyje, o tuo pačiu lemia tai, kad fotonų skaičiaus fliktuacijos turi tą pačią fazę, kaip ir krūvininkų skaičiaus fliktuacijos. Paprastai, šie defektai yra pakankamai stabilūs ir nedaro didelės įtakos prietaiso gedimui [4].

Iš 3.5 pav. galima pastebėti, kad tų bandinių, kurie turi neigiamos koreliacijos sritį slenkstinės srovės srityje, elektrinių ir optinių fliktuacijų spektriniai tankiai būtent ties slenkstine srovės verte turi papildomą relaksacinio triukšmo komponentę aukštuose dažniuose ($f \geq 2$ kHz). Ši komponentė susijusi su taškiniais rekombinacijos centrais, kurių relaksacijos trukmė labai maža. Šie centrai taip pat kuria nuotėkio srovės ir prisideda prie neigiamo koreliacijos koeficiento gavimo taip blogindami LD patikimumą [21].

3. 2. Koreliacijos tarp elektrinių ir optinių fliktuacijų analizė

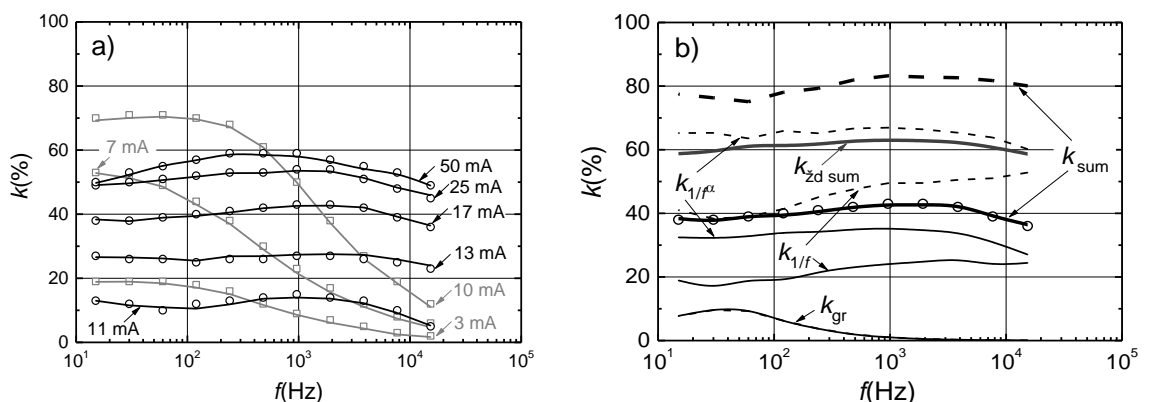
Buvo atlikta PGR 4 bandinio koreliacijos tarp elektrinių optinių fliktuacijų analizė remiantis skyriuje 2.2 pateikta metodika. Suskaičiuotos elektrinių ir optinių triukšmų įtampos dispersijos vienoje dažnių oktavoje, remiantis (2.15) – (2.18) išraiškomis. Priklausomybės nuo oktavos centrinio dažnio f_c pavaizduotos 3.7 pav. Šviesos diodo veikoje optinio triukšmo dispersijų augimas didėjant oktavos centriniam dažniui yra susijęs su didesniu triukšmo, kurio spektrinis tankis



3.7 pav. Elektrinio (kairėje) ir optinio (dešinėje) triukšmų įtampos dispersijų priklausomybės nuo oktavos centrinio dažnio tekant lazeriniu diodu skirtingo stiprio srovėms

pastovus plačiame dažnių diapazone, indėliu [10, 22], o pasiekus lazerinę generaciją, vyraujantis $1/f$ triukšmas stipriai išaugo, šratinis triukšmas nebedarė įtakos ir dispersija tapo pastovi visame tirtame dažnių diapazone.

Koreliacijos koeficiento k priklausomybė nuo oktavos centrinio dažnio pavaizduota 3.8 pav. a). Ištinės kreivės gautos naudojantis (2.26) išraiška. Šviesos diodo veikoje koreliacijos koeficientas stipriai mažėja didėjant dažniui dėl šratinio triukšmo įtakos, o vykstant lazerinei generacijai koreliacijos koeficientas nuo oktavos dažnio priklauso silpnai. 3.8 pav. b) pateikti $1/f$, $1/f^\alpha$ ir $g-r$ tipo fliktuacijų indėliai į bendrą koreliacijos koeficientą tekant 17 mA stiprio srovei. Dydziai $d_{1/f}$ ir d_{1/f^α} rasti lyginant eksperimentinius koreliacijos koeficiento duomenis su gautais iš (2.26) lygties. Matyti, kad didesnę indelį į bendrą koreliacijos koeficientą turi $1/f^\alpha$ ($\alpha = 1,1$) tipo fliktuacijos nei $1/f$ ar $g-r$ (maksimumas, kai atkirtos dažnis $f = 1/(2\pi\tau)$) tipo fliktuacijos. Šiame paveiksle taip pat pavaizduotas koreliacijos koeficientas $k_{zd\ sum}$ įskaitant tik žemadažnes ($1/f$, $1/f^\alpha$ ir $g-r$ tipo) fliktuacijas (be šratinio ir matavimo sistemos savųjų triukšmų, (2.32) išraiška).



3.8 pav. a) koreliacijos koeficiento tarp elektrinių ir optinių fliktuacijų priklausomybė nuo centrinio oktavos dažnio LD tekant skirtingo stiprio srovėms; tušti simboliai žymi eksperimentinius duomenis (kvadratai – šviesos diodo veika, apskritimai – LD veika), ištinės linijos – skaičiavimo rezultatus. b) koreliacijos koeficiento tarp elektrinių ir optinių fliktuacijų priklausomybė nuo oktavos centrinio dažnio bandiniu tekant 17 mA stiprio srovei. Tušti simboliai – eksperimentiniai duomenys, k_{sum} – skaičiavimų rezultatai su koreliuojančių triukšmų $1/f$ ($d_{1/f} = 0,3$), $1/f^\alpha$ ($d_{1/f^\alpha} = 0,4$) ir $g-r$ ($d_{gr} = 1$) sandų indėliu į bendrą koreliacijos koeficientą. Punktūrinės linijos vaizduoja atvejį, kai elektrinės ir optinės fliktuacijos visiškai koreliuotos ($d_{1/f} = d_{1/f^\alpha} = d_{gr} = 1$). $k_{zd\ sum}$ – koreliacijos koeficientas pagal (2.32) išraišką

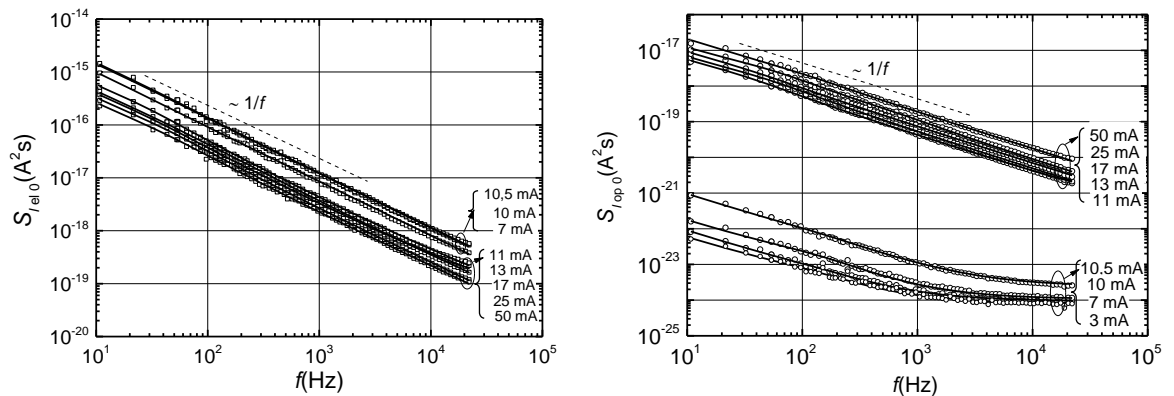
Siekiant išsiaiškinti lazerinių diodų žemadažnių fliktuacijų kilmę ir žinant tai, kad šviesos spinduliavimas vyksta dėka krūvininkų rekombinacijos aktyviajame sluoksnyje, yra naudinga išmatuotus elektrinių ir optinių įtampos fliktuacijų spektrinius tankius atvaizduoti kaip srovės fliktuacijų spektrinius tankius. Tai atliekama taip:

$$S_{I_{el}}(f) = \frac{S_{U_{el}}(f)}{R_d^2} \quad (3.1)$$

ir

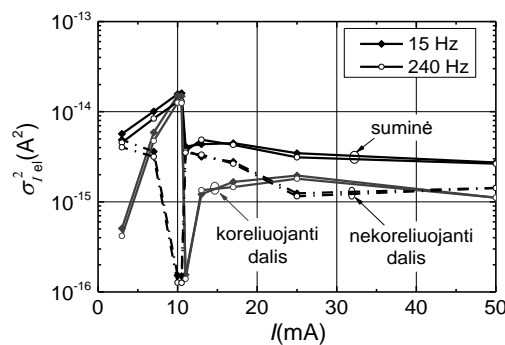
$$S_{I_{op}}(f) = \frac{S_{U_{op}}(f)}{R_f^2}, \quad (3.2)$$

kur R_d – diodo diferencialinė varža (2.1 formulė), R_f – fotodiodo apkrovos varža [12]. Srovės fliktuacijų spektrinių tankių (eliminavus matavimo sistemos ir šiluminį fotodiodo apkrovos triukšmą) priklausomybės nuo dažnio pavaizduotos 3.9 pav. Matyti, kad elektrinių fliktuacijų spektriniai tankiai iki slenkstinės srovės vertės didėja, o po to net šiek tiek mažėja. Optinių fliktuacijų srovės spektriniai tankiai proporcingi nuolatinės srovės, tekančios bandiniu, stipriui.



3.9 pav. Elektrinių (kairėje) ir optinių (dešinėje) srovės fliktuacijų spektrinių tankių priklausomybės nuo dažnio bandiniu tekant skirtingo stiprio srovėms (čia $S_{I_{el0}} = S_{I_{el}} - S_{I_{el\,sist}}$ ir $S_{I_{op0}} = S_{I_{op}} - S_{I_{op\,sist}}$). Tušti simboliai žymi eksperimentinius duomenis, išsitiesinės linijos – skaičiavimo rezultatus

Remiantis gautais rezultatais 3.10 pav. pavaizduotos elektrinių srovės fliktuacijų dispersijų: suminės, koreliuojančios ir nekoreliuojančios dalių priklausomybės nuo nuolatinės srovės, tekančios bandiniu, kuomet oktavos centrinis dažnis lygus 15 Hz ir 240 Hz. Matyti, kad suminė bei koreliuojanti dispersijos dalis yra apytiksliai proporcinga srovės stipriui šviesos diodo veikoje, kol yra tik savaiminė spinduliuotė. Toks proporcingumas būdingas generaciniam-rekombinaciniam triukšmui (o taip pat $1/f$ bei $1/f^\alpha$ tipo fliktuacijoms, kadangi tai superpozicija daugybės

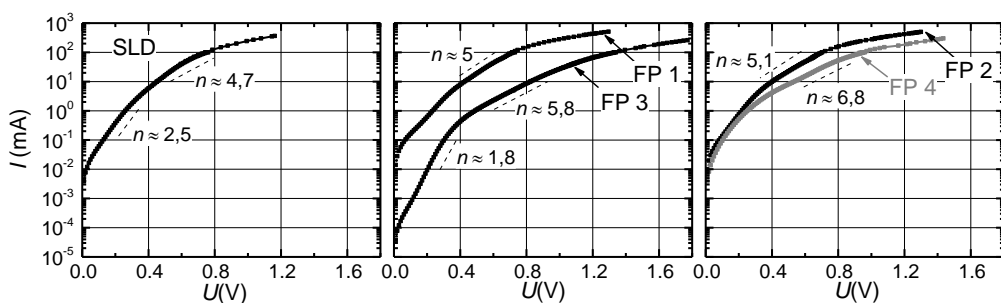


3.10 pav. Srovės fliktuacijų dispersijos (suminės, koreliuojančios ir nekoreliuojančios dalių) priklausomybė nuo nuolatinės srovės esant 15 Hz ir 240 Hz oktavos centriniams dažniams

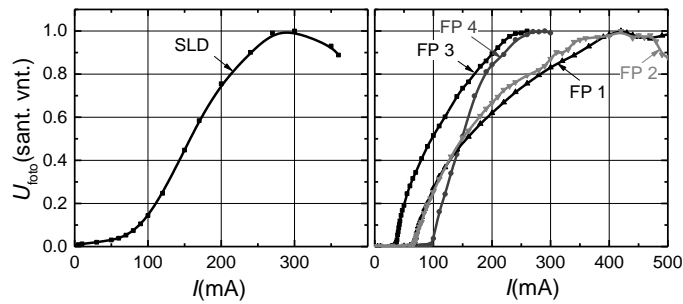
generacinių ir rekombinacinių procesų): $S_I/I^2 \sim 1/N$ (čia N – suminis laisvųjų krūvininkų skaičius bandinyje). Žinoma, kad pn sandūrai $N \sim I$, todėl lazerinio diodo srovės fliktuacijų spektrinis tankis S_I ir dispersija σ_I^2 yra proporcingi srovei I . Atsižvelgiant į tai, kad krūvininkų spinduliuojamoji rekombinacija gali vykti tik aktyviajame sluoksnyje, galima teigti, kad koreliuojančios elektrinės ir optinės fliktuacijos susiję su LD aktyviaja sritimi [10]. Prieš pat generavimo slenkstį koreliuojanti dalis pasiekia suminę dispersijos vertę ir iškart po savaiminės spinduliuotės virsmo į priverstinę koreliuojanti dalis staigiai sumažėja ($d_{1/f} = 0,007$, $d_{1/f}^\alpha = 0,008$). Tai patvirtina, kad slenkstinės srovės sritis yra labiausiai jautri įvairiems įtaiso sandaros netobulumams ir defektams. Taip yra dėl pereinamojo iš savaiminės į priverstinę spinduliuotę virsmo nestabilaus pobūdžio. Yra sudėtinga pagaminti idealų lazerinį diodą, daugelio kvantinių duobių sritis aktyviojoje srityje sukelia tam tikrą nevienodumą (ypač PGR LD), t.y. reikalingas slenkstinis krūvininkų tankis negali būti patenkintas visoje aktyviojoje srityje esant tai pačiai mažiausiai slenkstinės srovės vertei. Atsiranda tam tikros sritys, kur lazerinė generacija prasideda šiek tiek anksčiau nei kitose, todėl tokiose veikimo sąlygose defektų įtaka labai didelė. Tik gerokai aukštesnių srovių srityje nei slenkstinė, lazerinė generacija apima visą aktyviojo sluoksnio sritį [21]. Tokioje veikimo laikoma, kad krūvininkų tankis aktyviajame sluoksnyje yra pastovus dėl itin sparčios priverstinės krūvininkų rekombinacijos [9]. Atsižvelgiant į tai, lazerinės generacijos veikimo σ_I^2 priklausomybė nuo srovės labai silpna.

3.3. Daugiamodžių lazerinių diodų triukšmų charakteristikos

Didelio skaisčio puslaidininkinio diodo (SLD) ir daugiamodžių Fabri-Pero lazerinių diodų voltamperinės bei spinduliuotės išeigos charakteristikos pateiktos 3.11 ir 3.12 pav. Fotoįtampa U_{foto} yra proporcinga spinduliuotės galiai ir priklauso nuo fotodetektoriaus padėties diodo atžvilgiu, kadangi tirtų bandinių korpusai buvo skirtingi. Matyti, kad spinduliuotės išeigos tiesiškumas daug mažesnis nei PGR lazerinių diodų. Tiek SLD, tiek FP LD pagrindinės išspinduliuotos galios mažėjimo priežastys didėjant injekcinei srovei yra auganti nespinduliuojamoji laisvųjų krūvininkų sugertis ir Ožė rekombinacija (proporcinga laisvųjų krūvininkų tankio kubui) [13, 23]. Bandinio FP 1 spinduliuotės išeigos charakteristikoje srovių intervale nuo 420 mA iki 500 mA stebimas

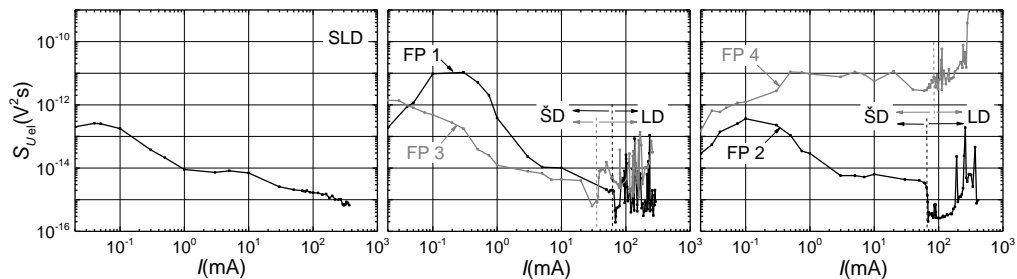


3.11 pav. SLD ir FP lazerinių diodų voltamperinės charakteristikos, n – neidealumo koeficientas



3.12 pav. SLD ir FP lazerinių diodų šviesos išėjimo galios (proporcingos fotodiodo apkrovos varžos įtampai U_{foto}) priklausomybės nuo srovės stiprio

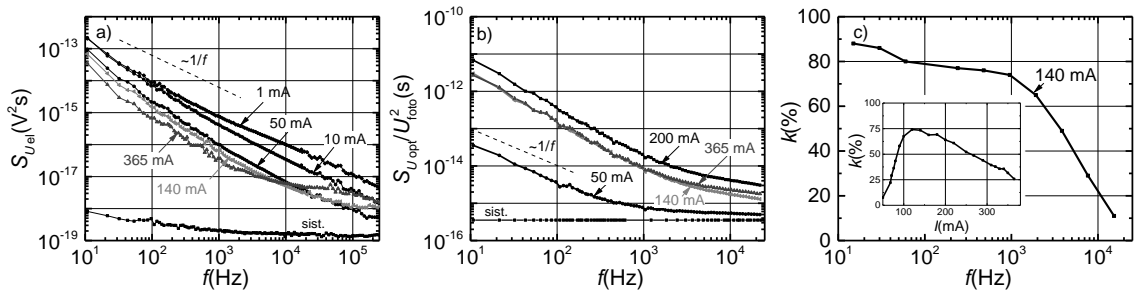
įlinkis, sukeltas erdvinio krūvininkų išdeginimo. Tai turėtų lemti geresnį spinduliuotės sulaikymą aktyviojoje srityje bei stabilią skersinę modą, tačiau, jei tik yra kokia lūžio rodiklio pasiskirstymo asimetrija, spinduliavimo srities centras nebesutampa su didžiausio stiprinimo sritimi ir reikalinga didesnė injekcinė srovė tai pačiai spinduliuotės galiai pasiekti [2]. Bandinio FP 2 staigus galios sumažėjimas pasiekus 500 mA stiprio srovę susijęs su veidrodyje atsiradusiais defektais dėl netobulo dielektrinių dangų padengimo proceso.



3.13 pav. SLD ir FP lazerinių diodų elektrinio triukšmo spektrinių tankių priklausomybės nuo srovės stiprio esant 108 Hz dažniui, ŠD žymi šviesos diodo veiką, LD – lazerinės generacijos

Kaip ir PGR LD atveju, taip ir FP lazerinių diodų elektrinis triukšmas buvo matuotas iki ir po lazerinės generacijos slenksčio (3.13 pav.). Šviesos diodo veikoje elektrinis triukšmas mažėja didėjant bandiniais tekančiai srovei, tačiau mažų srovių intervale FP 1, FP 2 ir FP 3 (iki 1 mA) bei FP 4 (iki 10 mA), o taip pat ir SLD diode (iki 0,1 mA) elektrinio triukšmo priklausomybėse nuo srovės pastebimas maksimumas (plačiau 3.5 skyriuje).

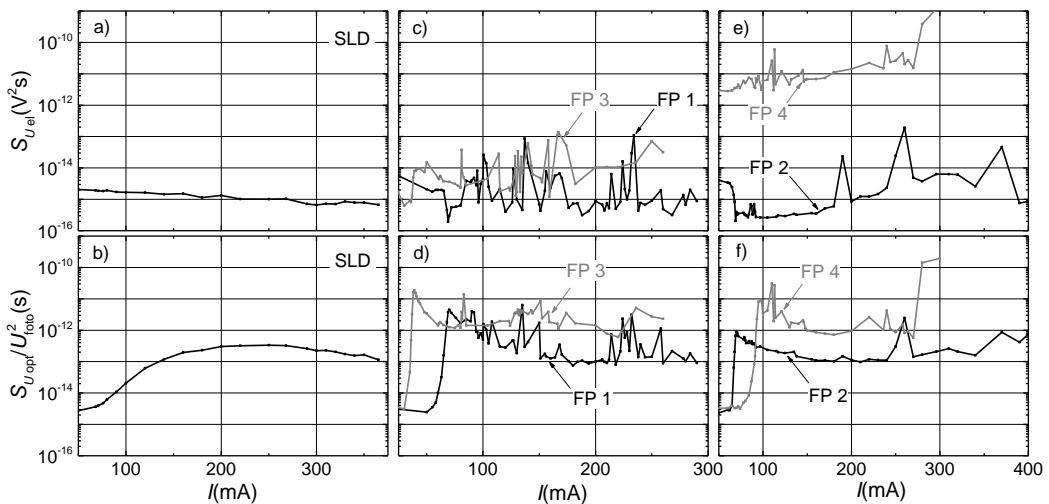
SLD šviestukas veikia sustiprintos savaiminės spinduliuojamosios rekombinacijos veikoje, kuri tampa pastebima nuo 60 mA (3.12 pav.). Išaugus spinduliuotės galiai, padidėja ir optinės fliktuacijos (3.15 pav. b), tuo tarpu elektrinio triukšmo lygis toliau nežymiai mažėja (3.15 pav. a). Elektrinių fliktuacijų spektrinis tankis yra $1/f^{\alpha}$ pavidalo, kuris nuo 140 mA srovės stiprio „baltėja“ (3.14 pav. a) 140 mA ir 365 mA kreivės, $f > 10$ kHz). Spektro kitimą lemia auganti nespinduliuojamoji rekombinacija, suteikianti generacinio-rekombinacinio triukšmo spektro pobūdį. Taigi, elektrinis triukšmas „anksčiau“ informuoja apie bandinyje vykstančius procesus,



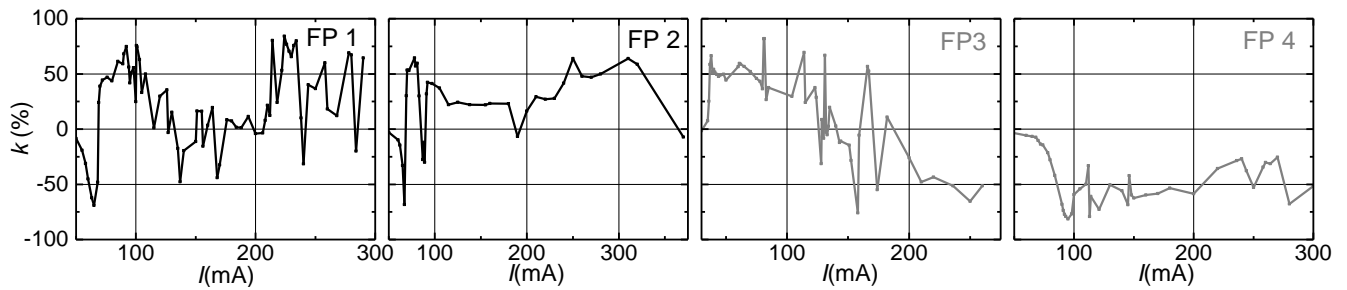
3.14 pav. SLD diodo spektrinių tankių priklausomybės nuo dažnio: a) elektrinio triukšmo, b) optinio; c) SLD diodo koreliacijos koeficiento priklausomybė nuo dažnio ir srovės stiprio

negu tai tampa akivaizdu iš spinduliuotės išėigos charakteristikos (3.12 pav.). Optinis triukšmas žemuose dažniuose yra $1/f^\alpha$ pavidalo, aukštesniuose dažniuose pereina į šratinį. Tai paaiškina koreliacijos koeficiento priklausomybę nuo dažnio (3.14 pav. c) – stipriai koreliuoja tik $1/f$ elektrinio ir optinio triukšmo dedamosios (net iki 90 %). Koreliacijos koeficientas, matuotas dažnių intervale nuo 10 Hz iki 20 kHz, turi maksimumą ties 140 mA verte, nes mažesnių srovių intervale spinduliuotės galia, tuo pačiu ir registruojamos fliktuacijos, buvo pernelyg mažos, o didesnių srovių nei 140 mA intervale optiniame triukšme išaugo šratinio triukšmo lygis, elektriniame – g - r triukšmas, kurie tarpusavyje nekoreliuoja [21].

Lazerinės generacijos veikoje FP LD triukšmų charakteristikos gana stipriai skiriasi nuo PGR LD. Tiek elektrinių, tiek optinių fliktuacijų priklausomybėse nuo tekančios srovės stebimos stipriai teigiamai ar neigiamai koreliuotos smailės (3.15 pav. c, d, e, f) ir 3.16 pav.). Toks triukšmo intensyvumo padidėjimas net iki dviejų eilių yra sukiamas modų šuolių reiškinio, kuris yra itin jautrus temperatūrai ir injekcinei srovei [24]. Šis reiškinys detaliau aptartas 1.2.2 skyrelyje. Egzistuoja tam tikras siauras baigtinis srovių, temperatūros ir laiko intervalas, kuomet



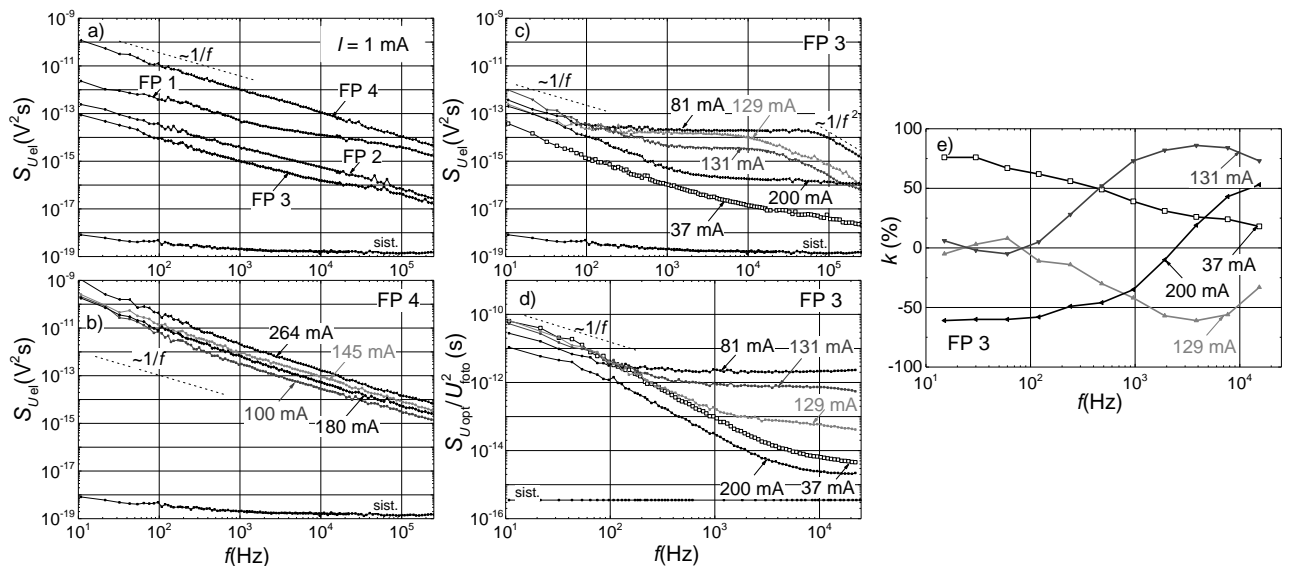
3.15 pav. SLD (a, b) ir FP lazerinių diodų (c, d, e, f) elektrinio bei normuoto optinio triukšmo spektrinių tankių priklausomybės nuo srovės stiprio esant 108 Hz dažniui: SLD atveju – sustiprintos savaiminės spinduliuojamosios rekombinacijos veikoje, FP LD – lazerinės generacijos veikoje



3.16 pav. FP lazerinių diodų koreliacijos koeficiento priklausomybės nuo srovės stiprio

spinduliuojamos dvi išilginės modos – vyksta modų šuolis. Tirtų FP lazerių rezonatorius buvo ilgas (1 mm), todėl spinduliuojamų išilginių modų optiniame spektre daug (2.3 pav.) ir atstumai tarp jų maži (1.7 formulė), o tai lėmė didelę modų konkurenciją. Tai atsiliepia ir triukšmų charakteristikose.

Šviesos diodo veikoje tirtų FP LD elektrinių fliktuacijų spektrinis tankis, kaip ir PGR LD bei SLD, yra $1/f^\alpha$ pavidalo (3.17 pav. a). Išsiskiria tik FP 1 bandinys, kurio spektre tam tikrame srovių intervale matyti ir $g-r$ triukšmo komponentė (plačiau 3.5 skyriuje). Lazerinės generacijos veikoje FP 1, FP 2 ir FP 3 bandinių elektrinių ir optinių fliktuacijų spektriniai tankiai nuo apytiksliai 100 Hz – skirtingo intensyvumo Lorencio pavidalo su skirtingais atkirtos dažniais atitinkančiais skirtingas modų šuolių smailes. Tokių spektrinių tankių pavyzdys pateiktas 3.17 pav. c), d). Skirtingas smaيليų koreliacijos koeficiento ženklas bei besiskiriantis atkirtos dažnis rodo, kad egzistuoja keletas skirtingų fizikinių procesų, kurie pasireiškia skirtingų modų šuolių metu [24]. Šiame paveiksle užfiksuotą žemiausią atkirtos dažnį atitinka ilgiausia charakteringoji trukmė $\sim 10 \mu\text{s}$. Tokie Lorencio pavidalo spektrai būdingi generaciniams-rekombinaciniams procesams – elektrinės ir optinės fliktuacijos modų šuolių metu yra sukeltos krūvininkų pagavimo



3.17 pav. a) FP LD elektrinio triukšmo spektrinių tankių priklausomybės nuo dažnio tekant 1 mA stiprio srovei; b) bandinio FP 4 elektrinio triukšmo spektrinių tankių priklausomybės nuo dažnio lazerinėje veikoje; c), d) bandinio FP 3 elektrinio ir optinio triukšmo spektrinių tankių priklausomybės nuo dažnio lazerinėje veikoje; e) bandinio FP 3 koreliacijos koeficiento priklausomybės nuo dažnio

ir išlaisvinimo iš skirtingų $g-r$ ar skirtingo skerspjūvio krūvininkų pagavimo centrų, suformuotų defektų ir įvairių lazerio struktūros netobulumų [23].

3.17 pav. e) pavaizduotos galimos koreliacijos koeficiento priklausomybės nuo dažnio bandiniu FP 3 tekant skirtingo stiprio srovėms. Atkreipus dėmesį į 3.16 pav., galima pastebėti, kad tik vienintelis FP 3 LD pasižymi teigiamu koreliacijos koeficientu slenkstinės srovės srityje. 37 mA vertė atitinka lazerinės generacijos pradžią su stipriai koreliuojančiomis $1/f^\alpha$ elektrinio ir optinio triukšmo komponentėmis žemuose dažniuose, kadangi aukštesniuose dažniuose optinių fliktuacijų spektrinis tankis pereina į šratinį triukšmą. Bandiniu tekančiai srovei didėjant bendras koreliacijos koeficientas (nepaisant modų šuolių nulemtų ryškiausių smailių 3.16 pav.) mažėja ir pereina į neigiamą, todėl 3.17 pav. e) 129 mA ir 131 mA srovės stiprio vertės atitinkančios $1/f^\alpha$ komponentės beveik nekoreliuoja (ši triukšmą kuria defektų centrai už aktyviojo sluoksnių ribų [24]), o 200 mA srovės vertė atitinkančios žemadažnės fliktuacijos koreliuoja jau neigiamai (dėl galimo krūvininkų virštėkio per aktyvųjį sluoksnį teka mažesnė srovė, t.y. spinduliuojamojoje rekombinacijoje dalyvauja mažesnis krūvininkų skaičius [21]). Tai, kad bandiniu tekant 129 mA ir 131 mA stiprio srovei koreliacijos koeficiento kreivės nuo 100 Hz, atitinkančios didelio intensyvumo Lorencio tipo elektrines ir optines fliktuacijas, stipriai teigiamai ar neigiamai koreliuoja, įrodo, kad šie minėti rekombinaciniai centrai, lemiantys tokį spektro pavidalą, yra susiję su LD aktyviuoju sluoksniu (kvantinėmis duobėmis), kur krūvininkams rekombinuojant kuriami fotonai. Nepaisant to, kad modų šuolių metu vykstančių procesų charakteringoji trukmė mažesnė už spinduliuojamosios rekombinacijos trukmę ($\sim 10^{-9}$ s), jie moduliuoja krūvininkų išspinduliavimą. Defektai ir įvairūs bandinio netobulumai kuria medžiagos energinės juostos iškreipius. Šie lemia laidumo fliktuacijas, tuo pačiu laisvųjų krūvininkų skaičiaus kitimą kvantinėse duobėse, taigi, vyksta atsitiktinės potencialo barjero aukščio fliktuacijos. O šie barjero aukščio kitimai moduliuoja tą krūvininkų dalį, kuri rekombinuoja aktyviojoje srityje ir kuria fotonus [8, 24].

Tokios koreliacijos koeficiento priklausomybės nuo dažnio, esant intensyvioms Lorencio tipo elektrinėms ir optinėms fliktuacijoms, būdingos ir FP 1 bei FP 2 bandiniams, tačiau tekant didelėms srovėms jų bendras koreliacijos koeficientas (be modų šuolių smailių) nepereina į neigiamą (3.16 pav.). LD FP 2, kuris anot gamintojo patyrė dalinį KOA testavimo metu, elektrinio triukšmo lygis nuo 200 mA eile didesnis nei panašaus tokio pačiame korpuse FP 1 bandinio, kadangi įvykus KOA susiformavo papildomų gardelės defektų, kurie yra sąlytyje su LD veidrodžiais (aktyviojoje srityje) [5]. Dėl tos pačios priežasties ir bendras koreliacijos koeficientas didesnis nei bandinio FP 1 (3.16 pav.).

Vienintelio FP 4 bandinio lazerinės generacijos metu elektrinių fliktuacijų spektrinis tankis išlieka $1/f^\alpha$ pavidalo (3.17 pav. b). Pavienis generacinis-rekombinacinis vyksmas išsiskiria Lorencio tipo pavidalo spektru, o daugybės tokių spektrų su skirtingais atkirtos dažniais

superpozicija lemia $1/f^\alpha$ pavidalo spektrą (1.2.1 skyrius). Modų šuolių metu (esant tam tikrai temperatūros ir srovės vertei) stipriai išauga kurio nors vieno $g-r$ centro įtaka [24]. Šiame bandinyje nuskėlus kristalo galus ir suformavus veidrodžius, jie nebuvo dengti specialiomis dielektrinėmis dangomis, todėl paviršiuje atsirado didelis paviršinių būsenų skaičius, kurių energija yra mažesnė nei medžiagos draudžiamosios energijos tarpas. O tai lėmė stiprų spinduliuotės sugėrimą ties veidrodžiais, kaitimą, veidrodžių oksidavimąsi bei spartų defektų skaičiaus augimą [2, 5]. Didelis defektų skaičius ties veidrodžių sluoksniais lėmė aukštą $1/f^\alpha$ elektrinių ir optinių fliktuacijų lygį (3.15 pav. e), f) bei neigiamą koreliacijos koeficientą visoje lazerinėje veikoje (3.16 pav.), kadangi susiformavo nuotėkio srovių kanalai, perskirstę srovės tekėjimą per bandinį. Šiuo atveju modų šuolių metu pavienių $g-r$ centrų sukeltos Lorencio tipo fliktuacijos liko „paslėptos“ po aukštu $1/f^\alpha$ triukšmu, atspindinčiu didelį bendrą viso bandinio defektingumą [25].

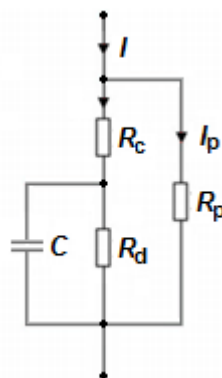
3.4. Srovės fliktuacijų tyrimas tiesiogine kryptimi

Išmatuotus įtampos fliktuacijų spektrinius tankius naudinga perskaičiuoti į srovės fliktuacijų spektrinius tankius, kadangi skirtingi triukšmo šaltiniai pasižymi skirtingu proporcingumu srovei, tekančiai bandiniu [16]. Atsižvelgiant į 3.18 pav. parodytą ekvivalentinę LD grandinę, galima išskirti tokius pagrindinius triukšmų šaltinius: aktyviosios srities diferencialinės varžos, kontaktų srities varžos ir nuotėkio varžos fliktuacijos. Tuomet papildyta (1.19) išraiška šiais triukšmų šaltiniais atrodytų taip:

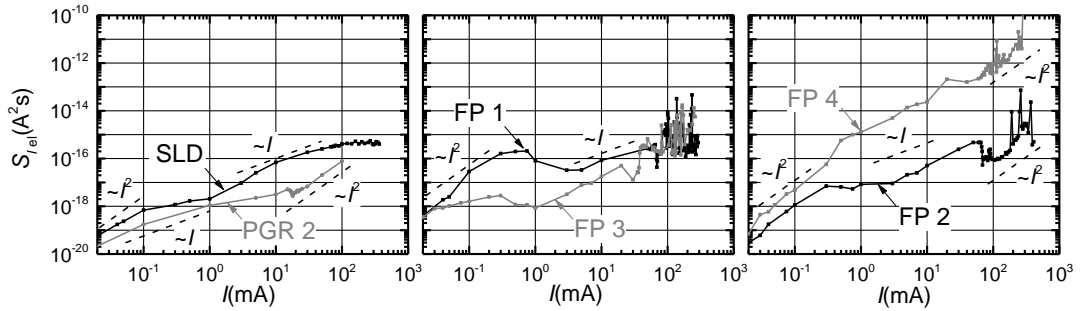
$$S_v(f) = \frac{\alpha I_p^2}{N_p f} R_p^2 + R_d^2 \frac{2}{3} \alpha \frac{q(I - I_p)}{f \tau_n} + \frac{\alpha (I - I_p)^2}{N_c f} R_c^2, \quad (3.3)$$

čia N_p , N_c – suminis krūvininkų skaičius nuotėkio ir kontaktų varžose atitinkamai [14]. Pirmasis narys žymi nuotėkio srovių triukšmą, antrasis – aktyviosios srities, paskutinis – kontaktų.

3.19 pav. pateiktos perskaičiuotos elektrinių įtampos fliktuacijų priklausomybės į srovės



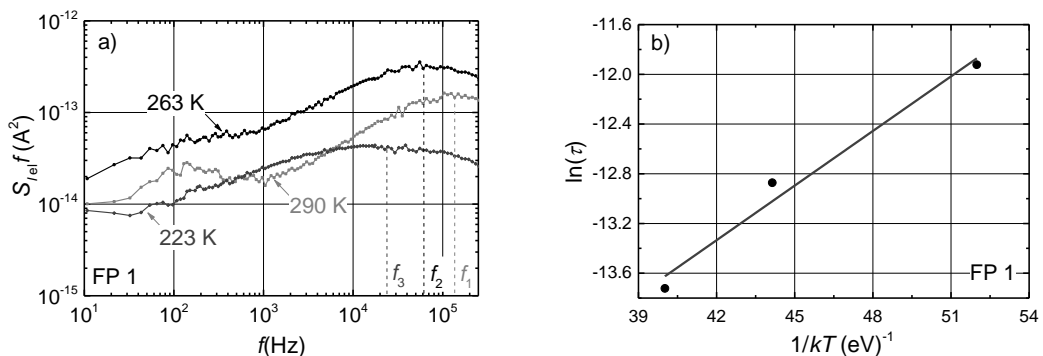
3.18 pav. Lazerinio diodo ekvivalentinė grandinė, kur I – visa tekanti srovė, I_p – nuotėkio srovė, R_c žymi kontaktų varžą, R_p – nuotėkio varžą, R_d – LD diferencialinę varžą, C – talpą



3.19 pav. PGR 2, SLD ir FP LD elektrinių srovės fliktuacijų spektrinių tankių priklausomybės nuo srovės stiprio esant 108 Hz dažniui

fliktuacijas (bandinių diferencialinės varžos R_d pateiktos priede Nr. 1). Mažų srovių intervale SLD (iki 0,1 mA), FP 1 (iki 1 mA) ir FP 2 – FP 4 (iki 0,3 mA) elektrinis triukšmas proporcingas I^2 , po to, bandiniu tekančiai srovei didėjant, priklausomybė pereina į pirmąją srovės laipsnį – triukšmą kuria aktyviosios srities varžos fliktuacijos. Tačiau šis perėjimas turi maksimumo pobūdį (tai matyti ir įtampos fliktuacijose 3.13 pav.) – egzistuoja nedidelis srovių intervalas, kai elektrinis triukšmas mažėja ar išlieka pastovus. Tokia priklausomybė stebėta ir GaN/AlGaIn šviesos dioduose [25]. Tai paaiškinama tuo, kad didėjant bandiniu tekančiai srovei didėja pagavimo lygmenų užimtumas [15]. Yra žinoma, kad priklausomybė I^2 būdinga ir $g-r$ vyksmams [16], o eksperimentiniai duomenys tai patvirtina. Ryškiausiai matomas maksimumas yra FP 1 LD, o jį atitinkančių srovių intervale spektrinių tankių priklausomybės nuo dažnio – $1/f^\alpha$ ir kelių aiškių $g-r$ vyksmų superpozicija (3.17 pav. a). Vienintelis PGR 2 bandinys elektrinio triukšmo priklausomybėje nuo srovės neturi tokio maksimumo (3.19 pav.).

Srovės fliktuacijų spektrinį tankį padauginus iš dažnio, lengviau nustatyti tikslų $g-r$ vyksmo atkirtos dažnį $f = 1/(2\pi\tau)$. FP 1 bandinio atveju tai pavaizduota 3.20 pav. a). Išskirtas aiškus $g-r$ vyksmas yra aktyvacinio pobūdžio. Matyti, kad žemėjant temperatūrai atkirtos dažnis slenka į mažesnių dažnių pusę. Iš $\ln(\tau)$, kur τ – charakteringoji trukmė, proporcinga krūvininko pagavimo trukmei τ_c , priklausomybės nuo $1/kT$ polinkio, galima nustatyti aktyvaus pagavimo lygmens



3.20 pav. a) $S_{Iel}f$ priklausomybės nuo dažnio esant skirtingoms temperatūroms ir bandiniu tekant 0,5 mA stiprio srovei; f – nustatyti atkirtos dažniai b) $\ln(\tau)$ priklausomybė nuo $1/kT$ bei eksperimentinių rezultatų (taškai) tiesinė aproksimacija

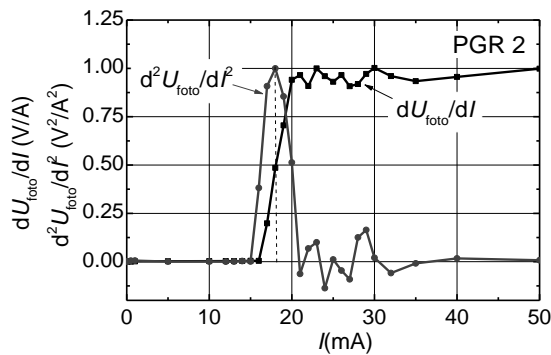
energiją E_1 (nes $\tau_c = \tau_{c0} \exp(E_1/kT)$ [15]). Ji lygi 0,15 eV. Šios energijos vertė gana gerai sutampa su laidumo juostos trūkio verte ties kvantine duobe ir barjero sluoksniu. Pagavimo skerspjūvis $\sigma \approx 5,6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$, kai $T = 290 \text{ K}$ ($\sigma = 1/(\tau_c v_t n)$, v_t – šiluminis greitis, n – krūvininkų tankis). Ši pagavimo lygmenį lemia defektai, esantys sąlytyje su barjeriniais sluoksniais, jie moduliuoja laidumo juostą, mažindami arba didindami patenkančių į kvantinę duobę krūvininkų skaičių.

Visais bandiniais tekant didelei srovei, vyraujantis triukšmų šaltinis yra kontaktų varža, kadangi lazerinės generacijos veikoje diferencialinė varža stipriai sumažėja ir pasiekia nuoseklią kontaktų varžą [16].

3.6. Slenkstinės srovės nustatymo būdai

Slenkstinė srovė – vienas svarbiausių LD parametrų. Šios srovės srityje staigiai pakinta ne tik koreliacijos koeficientas, todėl šiame skyriuje pateikiami ir kitų charakteristikų kitimai ties lazerinės generacijos slenksčiu.

Turint spinduliuotės galios (proporcingos fotoįtampai) priklausomybę nuo srovės stiprio (3.2 pav.), tikslus slenkstinė srovės stiprio vertės taškas gali būti nustatytas iš pirmos ar antros eilės fotoįtampos išvestinių pagal injekcinę srovę (3.21 pav.). Pirmosios išvestinės kreivė – tai polinkio efektyvumas (žr. 1.1.2 skyrių).

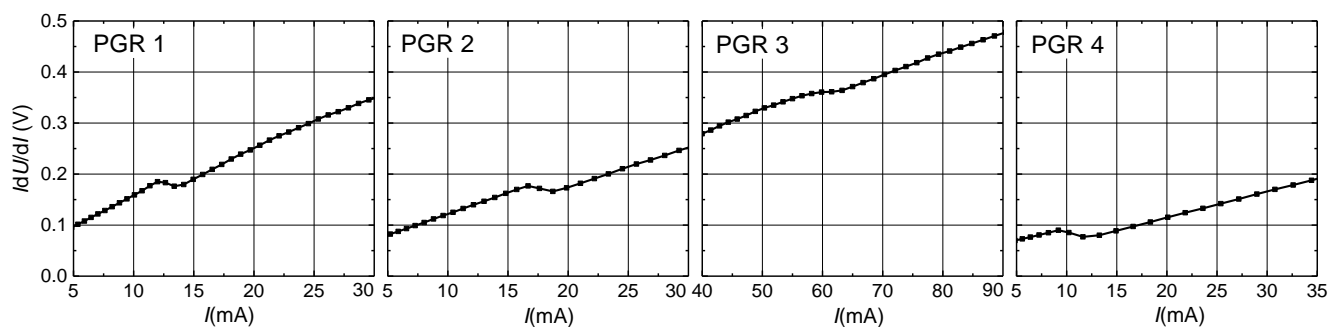


3.21 pav. Fotoįtampos pirmos ir antros eilės išvestinių priklausomybės nuo srovės stiprio

Lazerinės generacijos slenkstinę srovės vertę lengviausia nustatyti iš spinduliuotės galios priklausomybės nuo injekcinės srovės, tačiau tam reikalinga turėti lazerio generuojamos spinduliuotės bangos ilgį atitinkantį fotodetektorių. Voltamperinė charakteristika teikia naudingos informacijos apie srovės tekėjimą bandinyje ir yra išreiškiamą (1.15) lygtimi. Paprastai $\exp(eU_j/nkT) \gg 1$, prasidėjus lazerinei generacijai pn sandūros įtampa U_j įsisotina, nes krūvininkų tankis beveik nebekinta. Matuojama įtampa lygi:

$$U = U_j + IR_s, \quad (3.4)$$

čia R_s – nuosekioji varža. Iš (1.15) ir (3.4) lygčių ir radus voltamperinės charakteristikos išvestinę



3.22 pav. IdU/dI kreivių, apskaičiuotų iš išmatuotų voltamperinių charakteristikų, priklausomybės nuo srovės stiprio

gaunama:

$$I \frac{dU}{dI} = \begin{cases} \frac{nkT}{e} + IR_s, & I < I_{sl} \\ IR_s, & I > I_{sl} \end{cases} \quad (3.5)$$

kur I_{sl} – slenkstinės srovės vertė. Apskaičiuotos bandinių voltamperinių charakteristikų išvestinės pateiktos 3.22 pav. Laiptelis išvestinėse žymi slenkstinės srovės vertę. Ties šia verte IdU/dI kreivė sumažėja nkT/e dydžiu [12, 26].

Išlaikant anksčiau minėtą sąlygą, kad $U_d \gg nkT/e$, sandūros laidumą galima laikyti grynai diferencialiniu:

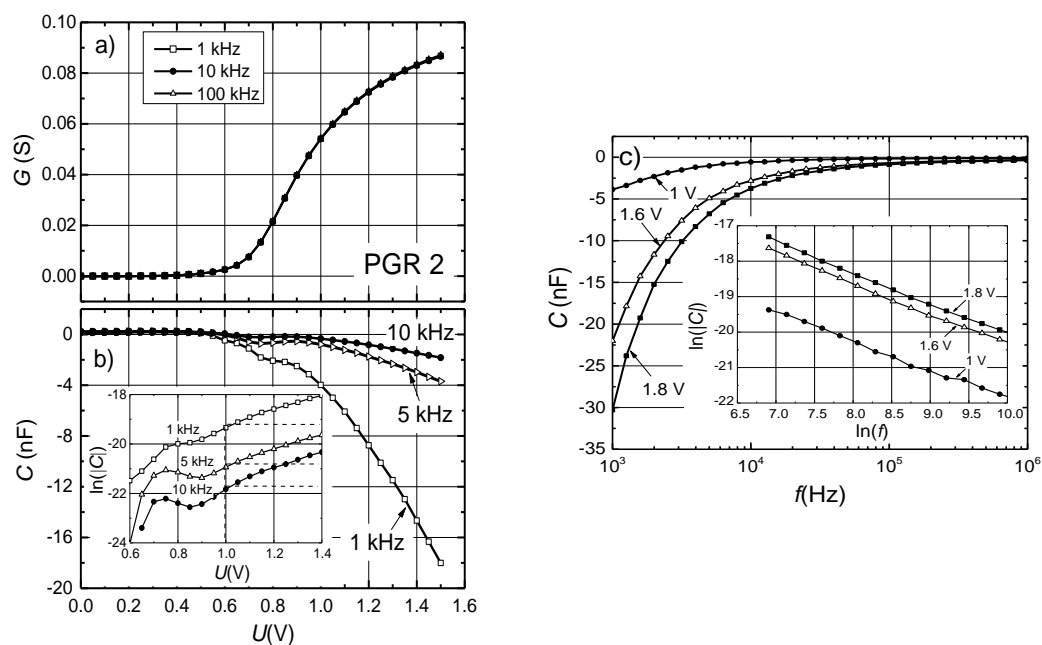
$$G = \frac{dI}{dU_j} = \frac{eI}{nkT} \left(1 - \frac{U_j}{n} \frac{dn}{dU_j} \right). \quad (3.6)$$

Eksperimentiniai rezultatai patvirtina, kad laidumas nepriklauso nuo signalo dažnio (3.23 pav. a) [12].

3.23 pav. b) vaizduoja neigiamos talpos reiškinį esant gana didelei tiesioginei įtampai (virš 0,6 V). Kuo žemesnis dažnis, tuo neigiama talpa didesnė. Šis reiškinys buvo stebėtas visuose tirtuose bandiniuose. Taip pat jis pastebimas ir šviesos dioduose. 3.23 pav. pasiekus ~0,7 V įtampą abi kreivės staigiai pakinta: laidumas išauga, o talpa staigiai mažėja. Tai įvyksta ties lazerinės generacijos slenksčiu. Taip pat ši įtampos vertė atitinka IdU/dI kreivės įlinkio įtampą [12]. Manoma, kad neigiamos talpos atsiradimas šviesos bei lazeriniuose dioduose susijęs su staiga išaugusiu spinduliavimo intensyvumu, kai savaiminę spinduliuotę keičia priverstinė, nepaisant to, kad neigiama talpa dažnai siejama su injekuotų krūvininkų nespinduliuojamąja rekombinacija pagavimo lygmenyse. Yra žinoma, kad sandūros talpa išreiškiama taip:

$$C = \frac{dQ}{dU_j}, \quad (3.7)$$

kur Q – krūvis. Tiesioginei įtampai pasiekus tam tikrą vertę, spinduliuojamoji rekombinacija viršija difuzijos sąlygotą, to rezultatas ne tik išaugusi spinduliuotė, bet ir neigiamas likusių injekuotų



3.23 pav. a) PGR 2 bandinio laidumo ir b) talpos priklausomybės nuo tiesioginės įtampos bei $\ln(|C|)$ priklausomybė nuo tiesioginės įtampos esant trimis skirtingiems dažniams (1 kHz, 5 kHz ir 10 kHz); c) to paties bandinio talpos priklausomybės nuo dažnio esant skirtingoms tiesioginės įtampos vertėms (1 V, 1,6 V ir 1,8 V) bei $\ln(|C|)$ priklausomybė nuo $\ln(f)$

krūvininkų skaičiaus aktyviajame sluoksnyje pokytis, t.y. dQ tampa neigiamas. Sandūros talpa taps neigiama, nes dU_j visada teigiama. O lazerinei generacijai prasidėjus U_j beveik nebesikeičia, tai reiškia, kad maža dU_j vertė (3.7) išraiškos vardiklyje lems didelę talpos C vertę [27]. Deja, pagal Šoklio pn sandūros teoriją galima tik didėjanti teigiama difuzinė talpa, todėl neigiamos talpos reiškinio nagrinėjimui reikalinga patobulinta puslaidininkinių įtaisų teorija ir patobulintos ekvivalentinės grandinės [28].

Talpos priklausomybė nuo dažnio gali būti aiškiau įvertinta iš 3.13 c) pav. Kaip matyti ir 3.13 b) pav. neigiama talpa didesnė esant žemiems dažniams ir didesnei tiesioginei įtampai. Buvo patikrinta talpos priklausomybės nuo įtampos ir dažnio empirinė išraiška:

$$C = -C_0 f^\beta e^{mU}, \quad (3.7)$$

kur C_0 – konstanta. Iš 3.13 b) pav. $\ln(|C|) - U$ kreivės tiesinės dalies polinkio gauta, kad $m \approx 3$, o neidealumo koeficientas $n \approx 13$ ir tai gana gerai sutampa su n verte nustatyta iš voltamperinės charakteristikos šiame srovių intervale (3.1 pav. PGR 2). Koeficientas β lygus $\ln(|C|) - \ln(f)$ lygiagrečių kreivių polinkiui (3.13 pav. c) ir šiuo atveju $\beta \approx 1$ (paprastai $1 \leq \beta \leq 2$ [28]).

Taigi, aptarti elektrinių charakteristikų pokyčiai slenksinės srovės srityje parodo, kad lazerinės generacijos pradžia gali būti įvertinta ir neturint atitinkamą bangos ilgio spinduliuotę registruojančio fotodetektoriaus.

Išvados

1. Nustatyta, kad PGR LD tiek elektrinis, tiek optinis triukšmas bei FP LD priešslenkstinėje veikoje elektrinis triukšmas yra $1/f$ pobūdžio, kurį lemia krūvininkų generacinių-rekombinacinių procesų superpozicija.
2. Pastebėta, kad mažiau kokybiški ir linkę sugesti bandiniai slenkstinės srovės srityje turi neigiamos koreliacijos sritį, kurią lemia nuotėkio srovių kanalai, suformuoti įvairių defektų sąlytyje su aktyviąja sritimi, o fliuktuacijų spektriniai tankiai turi papildomą generacinio triukšmo komponentę.
3. Koreliacinės analizės metodas leidžia nustatyti, kuri elektrinio triukšmo bei koreliacijos koeficiento dalis susijusi su defektų egzistavimu aktyviojoje bei pasyviojoje LD srityse.
4. Lazerinės generacijos veikoje FP LD modų šuolių metu stebimų tiek elektrinių, tiek optinių fliuktuacijų spektrinis tankis yra Lorencio pavidalo, kurį lemia krūvininkų generaciniai-rekombinaciniai vyksmai barjeriniuose sluoksniuose. Modų šuolių lemtos elektrinio ir optinio triukšmo smailės stipriai teigiamai ar neigiamai koreliuoja.
5. Pastebėta, kad FP LD elektrinio triukšmo priklausomybėje nuo srovės mažų srovių intervale matomas maksimumas susijęs su aktyviu krūvininkų pagavimo lygmeniu, kurio energija 0,15 eV.
6. Nustatyta, kad voltamperinės charakteristikos išvestinė, laidumas ir talpa yra tinkamos charakteristikos slenkstinės srovės įvertinimui.

Literatūra

- [1] H. Nasim, Y. Jamil, Diode Lasers: From Laboratory to Industry. *Optics & Laser Technology* **56**, 211-222 (2014).
- [2] V. Palenskis, J. Matukas, S. Pralgauskaitė, *Lazeriniai diodai* (Vilnius: VU FF Radiofizikos katedra, 2000) 100 p.
- [3] A. Vizbaras, E. Dvinelis, A. Trinkūnas, I. Šimonytė, M. Greibus, M. Kaušylas, T. Žukauskas, R. Songaila, and K. Vizbaras, High-performance mid-infrared GaSb laser diodes for defense and sensing applications. *Proc. SPIE Defense, Sensing and Security* **9081**, 90810P1-90810P6 (2014).
- [4] S. Pralgauskaitė, J. Matukas, V. Palenskis, G. Letal, R. Mallard, S. Smetona, Low-frequency Noise and Quality Prediction of MQW Buried-heterostructure DFB Lasers. *Proc. SPIE Advanced Optical Devices, Technologies, and Medical Applications*, **5123**, 85-93 (2003).
- [5] S. Pralgauskaitė, *Optoelektronikos įtaisai telekomunikacijų sistemose* (Vilnius: VU I-kla, 2010) 196 p.
- [6] L. K. J. Vandamme, Noise as a Diagnostic Tool for Quality and Reliability of Electronic Devices. *IEEE Trans. Electron Dev.* **41** (11), 2176-2187 (1994).
- [7] B. K. Jones, Low-Frequency Noise Spectroscopy. *IEEE Trans. Electron Dev.* **41** (11), 2188-2197 (1994).
- [8] V. Palenskis, *Fliktuacijos elektroninėse sistemose* (Vilnius: VU, 2010) 200 p.
- [9] B. K. Jones, Electrical Noise as a Reliability Indicator in Electronic Devices and Components. *IEE Proceedings*. **149**, 13-22 (2002).
- [10] V. Palenskis, J. Matukas, B. Šaulys, A Detailed Analysis of Electrical and Optical Fluctuations of Light-Emitting Diodes by Correlation Method. *Lith. J. Phys.*, **49** (4), 1-9 (2009).
- [11] M. Fukuda, *Optical Semiconductor Devices* (New York: John Willey & Sons, Inc., 1999) 422 p.
- [12] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers* 2nd ed (New York: Van Nostrand Reinhold, 1993) 616 p.
- [13] K. Vizbaras, E. Dvinelis, I. Šimonytė, A. Trinkūnas, M. Greibus, R. Songaila, T. Žukauskas, M. Kaušylas, and A. Vizbaras, High power continuous-wave GaSb-based superluminescent diodes as gain chips for widely tunable laser spectroscopy in the 1.95–2.45 μm wavelength range. *J. Appl. Phys. Lett.* **107**, 011103-1 – 011103-4 (2015).
- [14] Jian Guan, Shuxu Guo, Jinyuan Wang, Min Tao, Junsheng Cao, Fengli Gao, Analysis of origin of measured $1/f$ noise in high-power semiconductor laser diodes far below threshold current. *Microelectron. Reliab.* **59**, 55-59 (2016).

- [15] M. E. Levinshtein and S. L. Rumyantsev, Noise spectroscopy of local levels in semiconductors. *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 1183-1189 (1994).
- [16] X. Y. Chen, A. Pedersen, A. D. van Rheenen, Effect of electrical and thermal stress on low-frequency noise characteristics of laser diodes. *Microelectron. Reliab.* **41**, 105-110 (2001).
- [17] P. Del Vecchioa, A. Curutcheta, Y. Deshayesa, M. Bettiatib, F. Laruelleb, N. Labata, L. Béchoua, Correlation between forward-reverse low-frequency noise and atypical I - V signatures in 980 nm high-power laser diodes. *Microelectron. Reliab.* **55**, 1741-1745 (2015).
- [18] J. Glemža, *Nitridinių didelės galios šviesos diodų žemadažnė triukšminė spektroskopija*. Pagrindinių studijų baigiamasis darbas (Vilnius: 2014) 49 psl.
- [19] V. Palenskis, J. Matukas, S. Pralgauskaitė, B. Šaulys, A Detailed Analysis of Electrical and Optical Fluctuations of Green Light-Emitting Diodes by Correlation Method. *Fluct. Noise Lett.* **9** (2), 179-192 (2010).
- [20] J. Glemža, *Koreliacijos tarp elektrinių ir optinių fliktuacijų analizė didelės galios šviesos diodų kokybės ir patikimumo įvertinimui*. Mokslo tiriamojo darbo ataskaita (Vilnius: 2015) 36 psl.
- [21] E. Šermukšnis, V. Palenskis, J. Matukas, S. Pralgauskaitė, K. Vizbaras, R. Baubinas, Noise Measurements of InGaAsP/InP Laser Diodes Near the Threshold Current. *Lith. J. Phys.* **45**, 471-476 (2005).
- [22] S. Pralgauskaitė, V. Palenskis, J. Matukas, J. Glemža, G. Muliuk, B. Šaulys, A. Trinkūnas, Reliability investigation of light-emitting diodes via low frequency noise characteristics. *Microelectron. Reliab.* **55**, 52-61 (2015).
- [23] S. Pralgauskaitė, V. Palenskis, and J. Matukas, Low Frequency Noise Characteristics of Multimode and Singlemode Laser Diodes. *Semiconductor Laser Diode Technology and Applications* (InTech, 2012) 376 p.
- [24] S Pralgauskaitė, V Palenskis, J. Matukas, B. Šaulys, V. Kornijčuk, V. Verdingovas, Analysis of mode-hopping effect in Fabry–Pérot multiple-quantum well laser diodes via low frequency noise investigation. *Solid-State Electron.* **79**, 104-110 (2013).
- [25] S. Sawyer, S. L. Rumyantsev, M. S. Shur¹, N. Pala, Yu. Bilenko, J. P. Zhang, X. Hu, A. Lunev, J. Deng and R. Gaska, Current and optical noise of GaN/AlGaIn light emitting diodes. *J. Appl. Phys.* **100**, 034504-1 – 034504-5 (2006)
- [26] L. F. Feng, C. D. Wang, H. X. Cong, et al., Sudden Change of Electrical Characteristics at Lasing Threshold of a Semiconductor Laser. *IEEE J Quantum Electron.* **43**, 458-461 (2007).
- [27] C. Y. Zhu, L. F. Feng, C. D. Wang, et al., Negative Capacitance in Light-emitting Devices. *Solid-State Electron.* **53**, 324-328 (2009).
- [28] Y. Li, C. D. Wang, L. F. Feng, et al., Elucidating Negative Capacitance in Light-emitting Diodes Using an Advanced Semiconductor Device Theory. *J. Appl. Phys. Lett.* **109**, 124506-1 –

124506-6 (2011).

[29] O. Marinov, M. Jamal Deen, Low frequency noise in avalanche breakdown of pn junction diodes, *Proc. 16th Int. Conf. Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (USA: World Scientific, 2001) 822 p.

Low-frequency noise spectroscopy of single-mode and multimode laser diodes

Summary

Laser diodes (LDs) are compact forward biased *pn* junction devices. Mid-infrared spectral region 2-3 μm is considered to be “eye-safe” and multimode Fabry–Perot LDs, operating in this region, are used in the field of gas sensing, medical and defense applications. Single-mode distributed feedback (DFB) lasers have a huge significance in the high-speed optical communication systems as they can guarantee narrow and stable spectrum of the light what enables higher transmission speed and higher data rate. Low-frequency noise spectroscopy, which is used for these lasers analysis, is nondestructive and very sensitive diagnostic tool for optoelectronic device quality evaluation and identification of nature of the degradation sources. It is well known that excess noise in semiconductor device is caused by defects and structural nonidealities.

The aim of this work was to investigate DFB and FP LDs low-frequency noise characteristics, to find their relation with the device quality and reliability, to present a detailed analysis of electrical and optical fluctuations of LD by correlation method and to demonstrate various methods for laser threshold identifying.

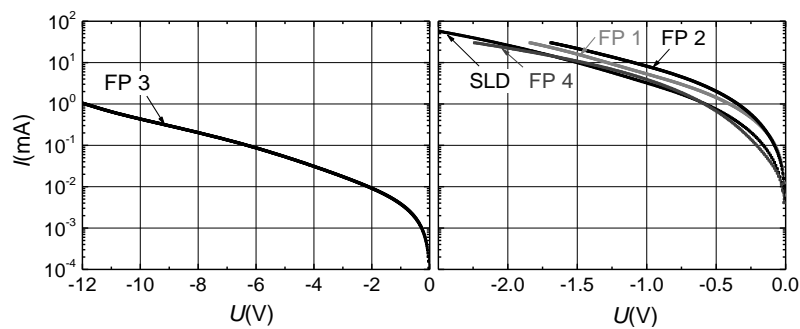
Investigated DFB laser diodes are distinguished by $1/f^\alpha$ -type optical and electrical fluctuations at the lasing operation. Origin of this noise is a superposition of many generation-recombination processes through defects formed centers with widely distributed capture parameters. It was shown that cross-correlation between electrical and optical fluctuations indicates presence of defects at the active region interface that forms leakage current channels, accelerates LD degradation and cause negatively correlated optical and electrical fluctuations. Decomposition of noise spectral density and cross-correlation coefficient into independent noise components (noise sources) enables evaluation of correlated (that are located in the active region) and uncorrelated (that are in the passive layers of LD) optical and electrical noise sources.

Investigated FP laser diodes are distinguished by mode-hopping effect and causes intensive highly correlated Lorentzian-type optical and electrical fluctuations. Origin of those fluctuations is generation–recombination processes through defects formed centers in the barrier layers. Thus, the correlated electrical and light intensity fluctuations are related with the random potential height fluctuations of barrier layer. Also it was shown that electrical characteristics (derivative of current-voltage characteristic, conductance and capacitance) can be used for the threshold current identification.

Priedas Nr. 1

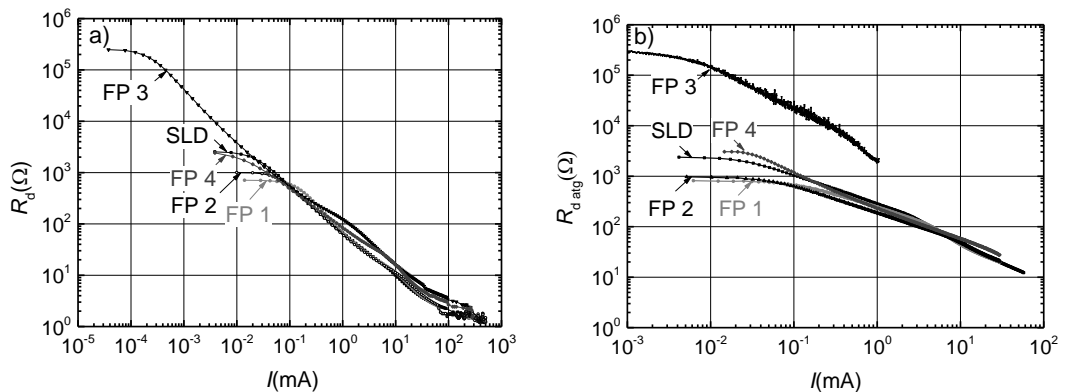
Daugiamodžių lazerinių diodų triukšmų charakteristikos atgaline kryptimi

Siekiant geriau suprasti fizikinius procesus, vykstančius daugiamodžiuose LD, buvo atlikti triukšmų matavimai ir atgaline kryptimi nepramušant pn sandūros. 3.23 pav. pavaizduotos SLD ir FP bandinių voltamperinės charakteristikos atgaline kryptimi. Srovė, tekanti bandiniais, gana sparčiai auga didinant atgalinę įtampą. Taip yra dėl to, kad atgalinę srovę lemia generacijos sąlygota srovė, kuri daug kartų didesnė už soties srovę ir priklauso nuo nuskurdintos srities storio [29]. Jos storis priklauso nuo atgalinės įtampos, todėl ir generacinės srovės sandas priklauso nuo įtampos.



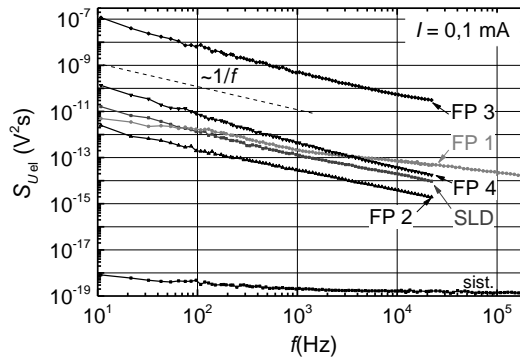
3.23 pav. SLD ir FP LD voltamperinės charakteristikos atgaline kryptimi

Bandinių diferencialinės varžos tiesiogine bei atgaline kryptimis gerai sutampa (3.24 pav.). Tarpusavyje lyginant skirtingus bandinius, išsiskiria FP 3 LD, kurio diferencialinė varža didesnė nei likusių bandinių net dviem eilėmis.



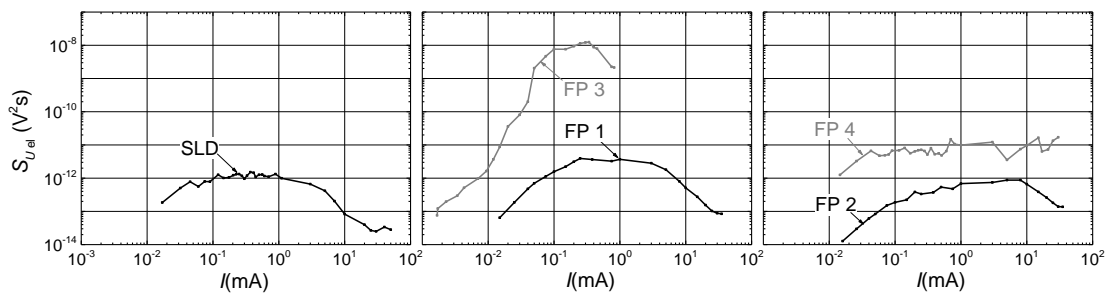
3.24 pav. SLD ir FP bandinių diferencialinės varžos: a) tiesiogine kryptimi; b) atgaline

SLD ir FP LD įtampos fliktuacijų spektriniai tankiai atgaline kryptimi parodyti 3.25 pav. Spektriniai tankiai yra $1/f^\alpha$ pavidalo dėl daugybės krūvininkų generacinių-rekombinacinių procesų superpozicijos [17]. Kaip ir tiesiogine kryptimi, FP 1 bandinio spektre atgalinės srovės intervale iki 0,5 mA matyti keletas aiškių $g-r$ vyksmų.



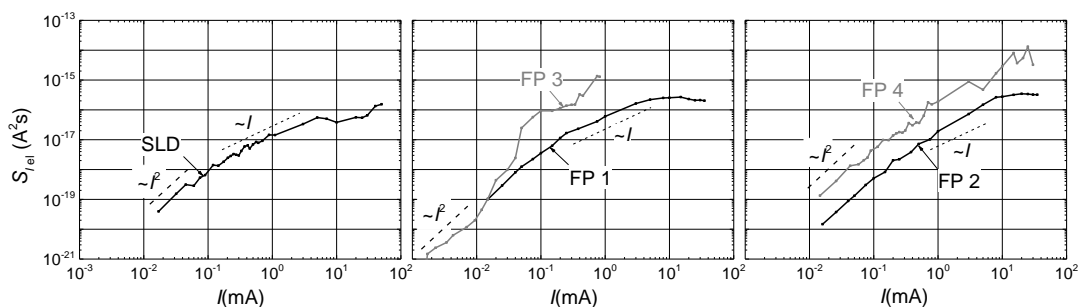
3.25 pav. SLD ir FP LD elektrinių įtampos fliktuacijų spektrinių tankių priklausomybės nuo dažnio tekant 0,1 mA stiprio srovei

Elektrinių įtampos fliktuacijų priklausomybė nuo atgalinės srovės stiprio pavaizduota 3.26 pav. Staigus FP 3 bandinio triukšmo augimas didėjant srovei susijęs su didele šio bandinio diferencialine varža, tai seka iš Hugės sąryšio (1.20 formulė).



3.26 pav. SLD ir FP LD elektrinių įtampos fliktuacijų priklausomybės nuo srovės stiprio atgaline kryptimi esant 108 Hz dažniui

Toks fliktuacijų kitimas didėjant atgalinės srovės stipriui tampa aiškesnis įtampos fliktuacijas perskaičiavus į srovės fliktuacijas (3.27 pav.) Esant atgalinės srovės vertėms mažoms, srovės fliktuacijos proporcingos I^2 , t.y. triukšmo šaltinis – nuotėkio varžos fliktuacijos (3.18 pav.). Didėjant atgalinei srovei, fliktuacijos tampa proporcingos I , dėl didėjančio generacinės srovės



3.27 pav. SLD ir FP LD elektrinių srovės fliktuacijų priklausomybės nuo srovės stiprio atgaline kryptimi esant 108 Hz dažniui

sando. Tačiau FP 4 bandinio fliktuacijų priklausomybė išlieka $\sim I^2$ visame matuotame srovių intervale. Dėl didelio defektų skaičiaus ties veidrodžių paviršiumi, nuotėkio srovė daug didesnė nei kitų bandinių, todėl ir triukšmo lygis eile didesnis nei FP 2 bandinio. FP 3 bandinio diferencialinė varža didėjant atgalinei srovei mažėja staigiau nei likusių LD, todėl ir elektrinio triukšmo priklausomybė skiriasi.

Taigi, triukšmų matavimas atgaline kryptimi praplečia ir papildo išvadas apie procesus, vykstančius lazeriniuose dioduose, gautas atlikus matavimus tiesiogine kryptimi.

Low-frequency Noise Spectroscopy and Threshold Characteristics of Laser Diodes

Justinas Glemža, Jonas Matukas, Sandra Pralgauskaitė

Department of Radiophysics

Vilnius University

Vilnius, Lithuania

justinas.glemza@ff.stud.vu.lt

Abstract—Electrical and optical noise characteristics of multiple-quantum-well distributed feedback InGaAsP laser diodes (LD) are investigated validating low-frequency noise spectroscopy as a tool for the laser diode reliability and quality evaluation. A special attention was paid to the interpretation of cross-correlation coefficient between electrical and optical fluctuations. Negative cross-correlation coefficient at the threshold could be potentially used to identify unreliable lasers. We demonstrate correlation method for estimation of the electrical noise part correlated to the optical fluctuations, what is related to the defect presence in the LD active layer. Also changes of other characteristics at the lasing threshold are presented: electrical derivative, conductance, and capacitance, providing more information about processes in laser diodes and helping to identify threshold correctly.

Index Terms—cross-correlation coefficient; electrical noise; laser diode; laser threshold; optical noise

I. INTRODUCTION

Nowadays semiconductor laser diodes (LDs) are widely used in the high-speed optical communication and data transmission systems. Especially distributed feedback (DFB) lasers have a huge significance in the point out systems as they can guaranty narrow and stable spectrum of the light what enables higher transmission speed and higher data rate. Quantum structures are commonly used in LDs in order to reach lower threshold current, better stability, etc. [1]. Researches on reliability and stability of laser diodes can help to avoid system breakdowns due to LD failure.

In order to improve LDs operation and lifetime it is essential to know physical processes that occur in laser, worsen the device quality and accelerate the degradation. Compared to the other methods, low-frequency noise spectroscopy is non-destructive and very sensitive diagnostic tool for optoelectronic device quality evaluation and identification of nature of the degradation sources. It is well known that excess noise in semiconductor device is caused by defects and structural non-idealities [2, 3]. Furthermore, analysis of electrical and optical fluctuations of LDs by correlation method gives additional valuable information. It helps to identify what part of cross-correlation coefficient is generated by low-frequency fluctuations with $1/f$, $1/f^\alpha$ or Lorentzian type spectra [4]. So far not many studies on LDs using this method are published.

Understanding of physical processes that occur in the vicinity of the lasing threshold requires a special attention. Some phenomena, e. g., negative capacitance can be explained using advanced theory of semiconductor devices [5]. Other characteristics changes also can be easily used for the threshold identification.

Aim of the presented investigations of InGaAsP laser diodes was to clear up physical processes that take place in LD structure and to find their relation with the device quality and reliability.

II. EXPERIMENTAL DETAILS

The investigated devices are multiple-quantum-well distributed feedback InGaAsP 250 μm channel length laser diodes radiating at 1.55 μm . Threshold currents of investigated devices: LD 1, LD 2, LD 3, LD 4; are 14 mA, 18 mA, 50 mA, 11 mA, respectively. They were fabricated for operation as light source in optical communication systems.

Low-frequency (10 Hz – 20 kHz) noise characteristics (optical noise – fluctuations of the emitted light power detected by photodetector; electrical noise – the terminal voltage fluctuations, and cross-correlation between optical and electrical fluctuations) have been measured at room temperature. A detailed experiment circuit can be found in [1].

Other characteristics: IU and admittance, were measured by semiconductor device analyzer B1500A and emitted light spectra were measured by optical spectrum analyzer Q8341.

III. NOISE CHARACTERISTICS OF LASER DIODES

Low frequency electrical noise characteristics of investigated laser diodes measured in small current region (below threshold) and at the lasing operation are presented in Fig. 1. While injection current of the laser diode is below the threshold value LD operates in the light emitting diode (LED) mode. In LED mode spectral density of electrical fluctuations slowly decreases with injection current increasing (Fig. 1). Larger electrical fluctuation at small currents are caused by the current flow through the channels formed by discreet defects. As forward current increases, it flows more evenly through the device cross-section and as a result influence of the single defect decreases. Above the threshold, spectral density of electrical fluctuations starts to increase and here two samples could be distinguished by their different behavior: LD 4 which spectral density further decreases during lasing (reliable LD)

and LD 3 which exhibits a large jump in electrical noise intensity. LD 3 also has enormously large threshold current. Large threshold current can predict fast degradation of the LD, but it should be noted that the threshold current value as a reliability indicator should be used only for the same type of LD structures.

Dependencies of normalized optical noise spectral density on current are similar for all samples, just noise magnitude differs (Fig. 2).

Spectra of optical and electrical fluctuations at the stable lasing operation are $1/f^\alpha$ -type. The origin of this noise in semiconductor devices is a superposition of fluctuations due to charge carrier emission-capture processes in macrodefects that create localized states with different parameters [1, 6].

The cross-correlation coefficient between optical and electrical fluctuations is more sensitive to the LDs quality (insets in Fig. 2): at the lasing threshold there is negative correlation range for LD 1, LD 2 and LD 3 while for LD 4 it is positive. And the threshold current region is the most sensitive to the various device imperfections due to a transitional unstable operation character. Various defects at the interfaces with the active region form leakage channels: the more intense leakage current is, the smaller current flows through the active region and the smaller light power is radiated. Therefore, leakage current leads to the negatively correlated optical and electrical fluctuations in LD. It is shown that such LDs are unreliable and tend to degrade [1, 6]. That is proved by LD 3: there is large negatively correlated (up to -70%) range above

the lasing threshold. During measurement of LD 3 serious changes occurred in the structure of the device and refractive grating of DFB laser was damaged and as a result two emitted light modes were registered.

A positive cross-correlation coefficient between optical and electrical fluctuations at currents above the threshold is considered as typical for the good quality DFB LDs. At the lasing operation there are some active defects that randomly modulate free charge carrier number in the active layer and, as a consequence, lead to the photon number fluctuations that have the same phase as LD terminal voltage fluctuations and distinguish by $1/f^\alpha$ -type spectra. These defects are sufficiently stable and have a small effect on the LD degradation [1].

IV. CORRELATION METHOD

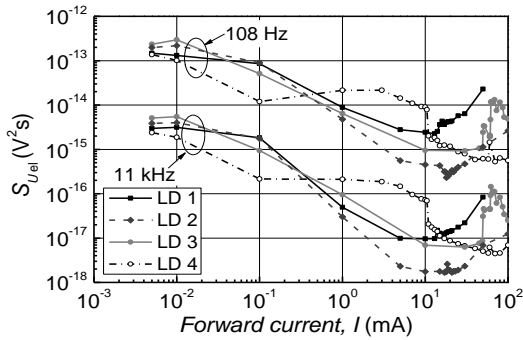
As it was mentioned in the Introduction, correlation method enables to separate noise components and gives useful information on the noise origins in the device. In this Section there are presented calculation results for sample LD 4.

The power spectral density of either electrical or optical fluctuations of LD at low frequencies can be presented as a sum of independent components of $1/f$, $1/f^\alpha$, Lorentzian type (with characteristic time τ) and shot noise:

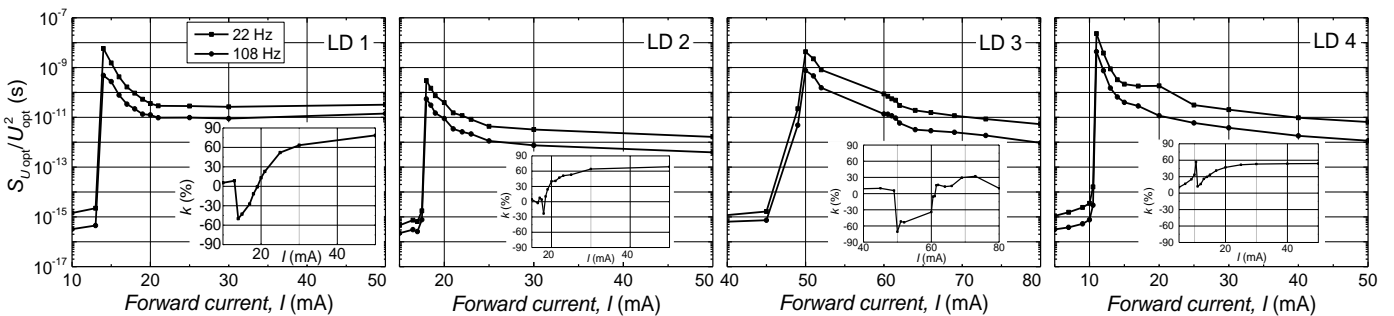
$$S_{\text{total}} = \frac{A_{1/f}}{f} + \frac{A_{1/f^\alpha}}{f^\alpha} + \frac{A_{gr} \tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} + S_{\text{shot}}; \quad (1)$$

where A_j defines the intensities of the correspondent noise components. Such presentation means that noise sources with $1/f$, $1/f^\alpha$ and Lorentzian type spectra are statistically independent [4]. An example of such spectrum decomposition is presented in Fig. 3. Generation and recombination processes (that lead to the Lorentzian type noise spectrum) with four different characteristic times are involved in this case.

Evaluation of the cross-correlation coefficient requires optical and electrical variances that also are expressed as a sum of before mentioned noise components plus own noise of the measurement system ($S_{U_{\text{system}}}$ in Fig. 3). Actually, not all electrical low frequency fluctuations completely correlate with the optical ones (e. g., contact noise or noises in the passive layers of LD do not correlate). Thus, cross-correlation coefficient can be expressed as:



Dependencies of electrical noise spectral density on current at two different frequencies (108 Hz and 11 kHz).

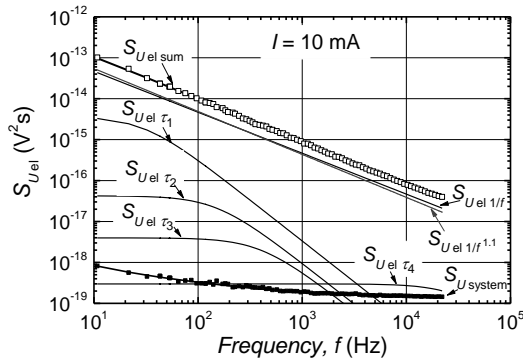


Dependencies of normalized optical noise spectral density on current at two different frequencies (22 Hz and 108 Hz). Insets show dependencies of cross-correlation coefficient on laser current.

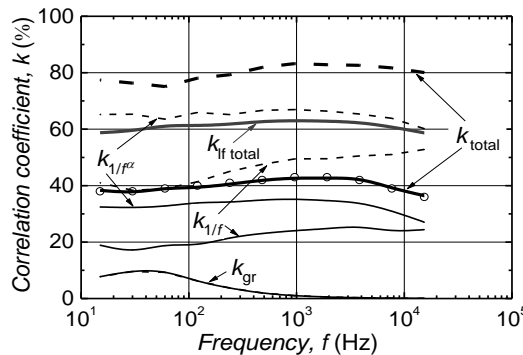
$$k = \left[\sum_{j=1}^3 (d_j \sigma_{j\text{el}}^2 \cdot \sigma_{j\text{opt}}^2)^{1/2} \right] / (\sigma_{\text{el total}}^2 \cdot \sigma_{\text{opt total}}^2)^{1/2}; \quad (2)$$

where index $j=1$ describes the variance of $1/f$ fluctuations, $j=2$ – of $1/f^\alpha$ and $j=3$ – of Lorentzian type fluctuations, d_j shows, which part of the spectral component $S_{\text{el},f}(f)$ of electrical noise is correlated to the emitted light fluctuations [4]. From Fig. 4 it could be seen that $1/f^\alpha$ ($\alpha = 1.1$) fluctuations have larger contribution to the cross-correlation coefficient than $1/f$ and Lorentzian (that has a maximum at frequency $f = 1/(2\pi\tau)$) type fluctuations.

In Fig. 5 there is presented the dependence of the variance of electrical noise current on forward current. It is seen that total and correlated part of the variance of current fluctuation are approximately proportional to the forward current only when there is spontaneous emission (in LED mode). This proportionality is characteristic for generation and recombination noise: in linear devices $S_I/I^2 \sim 1/N$ (here N is the total number of free charge carriers in the device). But for pn junctions $N \sim I$. Thus current fluctuation spectral density S_I and variance σ_i^2 are proportional to the current. Radiative



Decomposition of electrical noise spectrum into independent noise components for sample LD 4 (symbols represent experimental data; $S_{U\text{system}}$ is own noise of the measuring system).



Dependence of cross-correlation coefficient between electrical and optical fluctuations on frequency at 17 mA (open dots are experimental data; k_{total} represents calculation results with contribution of $1/f$ ($d_{1/f} = 0.3$), $1/f^\alpha$ ($d_{1/f^\alpha} = 0.4$) and Lorentzian-type ($d_{\text{gr}} = 1$) fluctuations (solid lines); $k_{\text{if total}}$ is cross-correlation coefficient including only low-frequency components (without shot and measurement system own noises); dotted lines present case as if electrical and optical fluctuations were completely correlated ($d_{1/f} = d_{1/f^\alpha} = d_{\text{gr}} = 1$)).

recombination of charge carriers occurs in the active layer of pn junction. So correlated electrical and optical fluctuations are related with the active layer, too. Just before the threshold, correlated part reaches the total variance of the electrical noise current, and then just after the threshold, when spontaneous emission turns into stimulated, correlated part suddenly drops ($d_{1/f} = 0.007$, $d_{1/f^\alpha} = 0.008$). This confirms the sensitivity of the laser threshold region to the laser structure defectiveness. Above the threshold the density of charge carriers in the active layer becomes constant as a result of rapid carrier recombination due to stimulated emission. So, in the LD mode dependence of σ_i^2 on forward current is very weak.

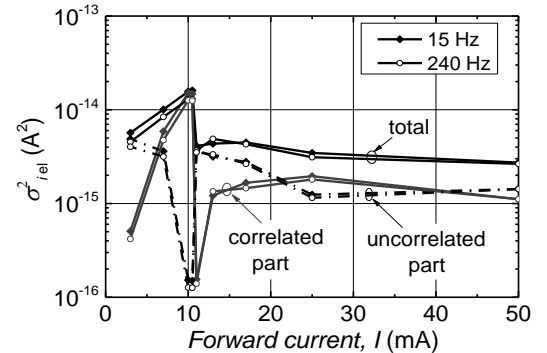
V. VARIATIONS OF DFB LASER DIODE CHARACTERISTICS IN THE THRESHOLD REGION

Actually, not only cross-correlation coefficient has sudden changes in the threshold region. Here we present variance of the other LD characteristics at the lasing threshold.

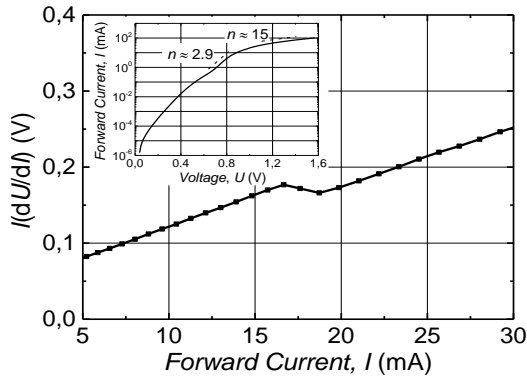
Fig. 6 shows the IdU/dI curve that is derivative current-voltage characteristic of sample LD 2. dU/dI was calculated from the measured IU characteristic, which is represented in the inset. The IdU/dI curve drops abruptly at the current of about 18 mA and this indicates the onset of lasing [7]. This IdU/dI drop at the threshold is equal to nkT/q (here n is non-ideality factor of IU characteristic, T is temperature, q is electron charge, and k is Boltzmann constant).

Forward admittance characteristics for LD 2 are shown in Fig. 7. The results confirm that conductance G does not depend on the applied signal frequency. Fig. 7 (b) shows negative capacitance (NC) effect at large forward voltage (above 0.6 V). The lower the frequency is, the larger the NC. This phenomenon was observed in all of our investigated samples. NC could be also observed in LEDs [7]. Both curves from Fig. 7 appear to jump simultaneously at about 0.7 V: conductance increases and capacitance decreases at the lasing threshold. Also this is the same voltage value, where IdU/dI vs. I curve got a kink. It is stated that the change of capacitance is related with the increase of the rate of charge carrier recombination, when spontaneous emission turns into the stimulated emission. The result is sudden luminescence growth and also negative variation of the total quantity of the remained injected carriers in the active region [8].

Dependence of LD capacitance on frequency could be



The dependence of the variance of electrical noise current on forward current at two different frequencies.

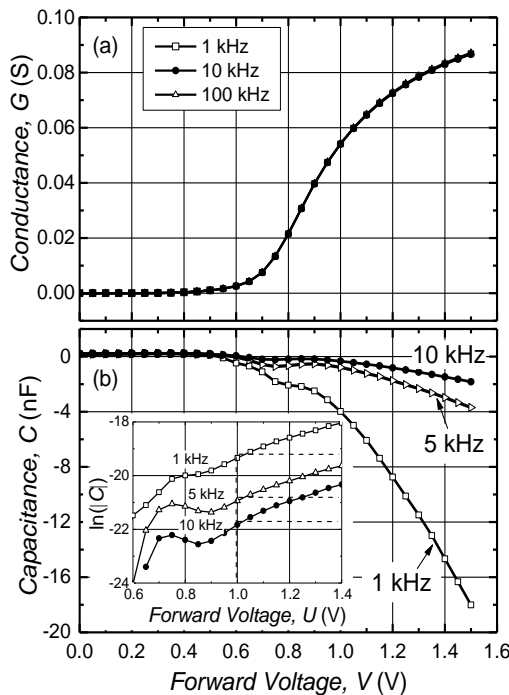


Electrical derivative characteristic and IU plot in the inset for sample LD 2, n is non-ideality factor.

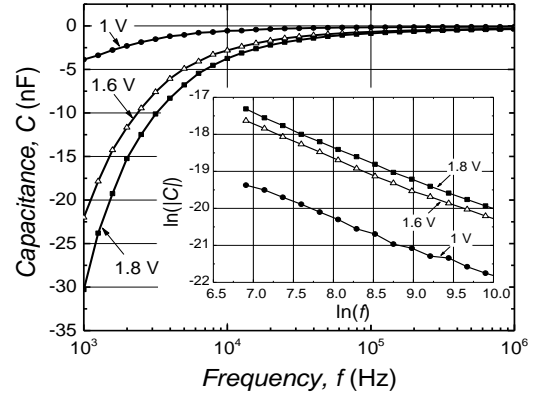
evaluated more clearly from Fig. 8. Like in Fig. 7 (b) large NC is observed at low frequencies and increases with forward voltage increase. An empirical expression of capacitance dependence on voltage and frequency was verified [5]:

$$C = -C_0 f^{-\beta} e^{mU}; \quad (3)$$

here C_0 is a constant. It is found that for LD 2 slope, m , of the linear part of the $\ln(|C|)$ vs. U curve (inset in Fig. 7 (b)) is about 3 and non-ideality factor $n \approx 13$, what is in good agreement with non-ideality factor extracted from IU characteristic (inset in Fig. 6). Large non-ideality factor in this current region is due to series resistance of LD. β is equal to the slope of $\ln(|C|)$ vs. $\ln(f)$ plot, which is shown in the inset in Fig. 8, and it is found to be about 1 (usually $1 \leq \beta \leq 2$ [5]).



Conductance (a) and capacitance (b) vs. voltage curves at different frequencies for sample LD 2. The inset of (b) shows the dependence of $\ln(|C|)$ on forward voltage at different frequencies.



Dependence of LD capacitance on frequency at different forward voltages of LD 2. The inset shows $\ln(|C|) - \ln(f)$ curves.

VI. CONCLUSIONS

Comprehensive investigation of threshold characteristics, immersing low frequency noise, of distributed feedback InGaAsP laser diodes was carried out. It is shown that cross-correlation between electrical and optical fluctuations indicates presence of defects at the active region interface that forms leakage current channels and accelerates LD degradation. In the case of presence of such defects cross-correlation factor at the threshold is negative. Decomposition of noise spectral density and cross-correlation coefficient into independent noise component (noise sources) enables evaluation of correlated (that are located in the active region) and uncorrelated (that are in the passive layers of LD) optical and electrical noise sources. Also it is shown that electrical characteristics (derivative of current-voltage characteristic, conductance and capacitance) can be used for the threshold current identification.

REFERENCES

- [1] S. Praigauskaitė, J. Matukas, V. Palenskis, G. Letal, R. Mallard, and S. Smetona, "Low-frequency Noise and Quality Prediction of MQW Buried-heterostructure DFB Lasers," Proc. SPIE Advanced Optical Devices, Technologies, and Medical Applications, vol. 5123, pp. 85-93, August 2003.
- [2] B. K. Jones, "Low-Frequency Noise Spectroscopy," IEEE Trans. Electron Dev., vol. 41, pp. 2188-2197, August 1994.
- [3] L. K. J. Vandamme, "Noise as a Diagnostic Tool for Quality and Reliability of Electron Devices," IEEE Trans. Electron Dev., vol. 41, pp. 2176-2187, August 1994.
- [4] V. Palenskis, J. Matukas, and B. Šaulys, "A Detailed Analysis of Electrical and Optical Fluctuations of Light-emitting Diodes by Correlation Method," Lithuanian J Phys, vol. 49, pp. 1-9, 2009.
- [5] Y. Li, C. D. Wang, L. F. Feng, et al., "Elucidating Negative Capacitance in Light-emitting Diodes Using an Advanced Semiconductor Device Theory," J. Appl. Phys. Lett., vol. 109, p. 124506, 2011.
- [6] E. Šermukšnis, V. Palenskis, J. Matukas, et al., "Noise Measurements of InGaAsP/InP Laser Diodes Near the Threshold Current," Lithuanian J Phys, vol. 45, pp. 471-476, 2005.
- [7] L. F. Feng, C. D. Wang, H. X. Cong, et al., "Sudden Change of Electrical Characteristics at Lasing Threshold of a Semiconductor Laser," IEEE J Quantum Electron., vol. 43, pp. 458-461, June 2007.
- [8] C. Y. Zhu, L. F. Feng, C. D. Wang, et al., "Negative Capacitance in Light-emitting Devices," Solid-State Electron., vol. 53, pp. 324-328, March 2009.

