Nonlinear Analysis: Modelling and Control, Vilnius, IMI, 1998, No 2

TRIUKŠMO ĮTAKA NETIESINIAMS ELEKTRONINIAMS KIETOJO KŪNO DARINIAMS

R. Bakanas
Puslaidininkių fizikos institutas, A.Goštauto 11, 2600 Vilnius

Netiesiniai sužadinimai – netiesiniai lokalizuotieji dariniai yra plačiai paplitę įvairiose sistemose, tiek konservatyviosiose, tiek ir disipatyviosiose. Jie yra sutinkami fizikos, biologijos, ekologijos, cheminių procesų kinetikos ir pan. Uždaviniuose [1-3]. Paprasčiausieji tokių darinių pavyzdžiai yra kilpinės bangos bei solitonai konservatyviosiose sistemose [1] ir netiesinės disipacinės struktūros, pasižyminčios bėgančio fronto (BF) arba bėgančio impulso (BI) profiliu, disipatyviosiose sistemose [2-5]. Makroskopiškai vienalytėms sistemoms stacionariomis sąlygomis yra būdingi stabilūs nekintamo profilio dariniai, kurie sklinda pastoviu greičiu arba nejudamai lokalizuojasi tam tikroje erdvės dalyje. Šiuos darinius galima interpretuoti kaip elementarius netiesinius sužadinimus arba kaip netiesines struktūras [1-2]. Terpės nevienalytiškumai, kintamos išorinės sąlygos pasireiškia kaip netiesinių sužadinimų trikdžiai, įtakojantys šių darinių sklidimo greičius, jų profilius ir kt. Tyrinėjant netiesinius darinius, tenka susidurti tiek su reguliariais, tiek su atsitiktiniais trikdžiais, t. y. tenka domėtis dinaminėmis bei stochastinėmis šių darinių savybėmis, kurias būtina prognozuoti ir reikšti teoriniais modeliais.

Teorinė netiesinių sužadinimų analizė, tiek laisvųjų, tiek sutrikdytųjų, grindžiama evoliucijos lygtimis, kurios daugumoje praktiškai sutinkamų atvejų yra išreiškiamos netiesinėmis dalinių išvestinių diferencialinėmis lygtimis. Tai – evoliucijos lygtys makroskopiškai, apytiksliai apibrėžiančios šiuos darinius. Konservatyviųjų sistemų atveju jos yra grįžtamosios, ir su jomis yra susiję daug judėjimo integralų, išreiškiančių sistemos tvermės dėsnius. Tvermės dėsniai palengvina evoliucijos lygčių nagrinėjimą ir leidžia išplėtoti analizinius šių lygčių sprendimo metodus, kuriais pavyksta išreikšti tiek laisvuosius (netrikdomus) sužadinimus, tiek dinamines bei stochastines jų savybes [1, 6]. Evoliucijos lygtys, reiškiančios netiesinius darinius disipatyviosiose sistemose yra makroskopinės kinetikos lygtys, pasižyminčios negrįžtamumu – pagrindiniai teoriniai modeliai yra išreiškiami netiesinėmis parabolinėmis diferencialinėmis lygtimis arba jų sistemomis [2, 3]. Analiziniai šių lygčių sprendimo metodai yra menki, todėl tiek dinaminės, tiek stochastinės netiesinių darinių savybės šiose sistemose yra prastai ištirtos [2]. Metodai, sukurti netiesinių sužadinimų analizei konservatyviosiose sistemose, čia netinka dėl disipatyvaus (nekonservatyvaus) sistemų pobūdžio.

Analizinis metodas, leidžiantis reikšti tiek dinamines, tiek stochastines BF ir BI savybes paprasčiausių disipatyviųjų sistemų atveju, neseniai buvo pasiūlytas nagrinėjant netiesines elektronines struktūras (Gunn'o bangas) puslaidininkiuose su N tipo voltamperine charakteristika [7 - 10]. Gunn'o bangos (GB) – tai stabilios elektros krūvio sankaupos, sklindančios išilgai bandinio, kurių elektrinio lauko profilis yra būdingas bėgančiam frontui (Gunn'o sluoksnis (GS)) arba bėgančiam impulsui (Gunn'o domenas (GD)). Makroskopinė kinetikos lygtis, reiškianti elektrinio lauko pasiskirstymą Gunn'o bangoje $u(x,t)$, yra parabolinė diferencialinė lygtis [7]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \hat{\Lambda} u = \beta f(x, t), \tag{1}$$

čia ženklas $\hat{\Lambda}$ žymi netiesinį operatorių

$$\hat{\Lambda} = -D \frac{\partial^2}{\partial z^2} + P(.) \frac{\partial}{\partial z} + R(.). \tag{2}$$

Dydis D reiškia difuzijos koeficientą, $P(u)$ ir $R(u)$ yra netiesinės N funkcijos, o dydis $f(x,t)$ – trikdančioji jėga – apibūdina GB trikdžius. Formalusis parametras β, $0 \le \beta \le 1$, nusako trikdančios jėgos stiprį: silpnų trikdžių atveju $\beta << 1$. Kintamieji t ir $z = x - c_0 t$ (1), (2) išraiškose atitinkamai žymi laiką ir erdvės koordinatę, bėgančią išilgai bandinio laisvos GB greičiu c_0. Netiesinių funkcijų $P(u)$ ir $R(u)$ diferencialinis laidumas – neigiamas $(dP/du < 0,\ dR/du < 0)$; tai – būtina netiesinių darinių, Gunn'o bangų, susidarymo sąlyga. Šios funkcijos išreiškiamos bandinio voltamperine charakteristika $v(u)$:

$$P(u) = v(u) - c_0, \qquad R(u) = v(u) - J_0, \tag{3}$$

čia J_0 žymi pilnosios srovės tankį bandinyje. Būtina pažymėti, kad hidrodinaminis GB modelis, t. y. modelinė evoliucijos lygtis (1), yra pakankamai universalus ir leidžia aprašyti ne tik GB, bet ir tvarkos parametro darinius – Josephson'o sūkurius (lokalizuotus superlaidžiųjų elektronų sūkurius) silpnojo superlaidumo jungtyse [5, 11] bei paprasčiausias disipacines struktūras, sutinkamas cheminių procesų kinetikoje, biologiniuose objektuose ir pan. (žr. [2, 3, 12]). Naudojantis šiuo modeliu bei trikdžių teorija, pasiūlyta GB analizuoti [7, 8], galima apibūdinti tiek dinamines, tiek stochastines netiesinių BF ir BI savybes įvairiausios prigimties sistemose. Pavyzdžiui, paėmę konkrečias funkcijas $P(u)$ ir $R(u)$, $P(u) \equiv 0$, $R(u) = \sin u$, ir laikydami, kad funkcija $u(x,t)$ lygtyje (1) reiškia superlaidžiojo bandinio tvarkos parametro fazę, gausime Ferrel-Prange lygtį, apibūdinančią Josephson'o sūkurių (JS) evoliuciją (žr.[11]).

Šiame pranešime aptariamas netiesinių elektroninių struktūrų, GS ir JS, "klaidžiojimas", t. y. nagrinėjama atsitiktinių trikdžių įtaka ektroniniams bėgantiems frontams kietuosiuose kūnuose – puslaidininkiuose ir silpnojo superlaidumo jungtyse. Trumpai aptarsime nagrinėjamą teorinį modelį ir trikdžių teoriją, apibūdinančią silpnųjų trikdžių poveikį šiems dariniams.

Apibendrintoji evoliucijos lygtis, reiškianti elektroninius BF, Gunn'o sluoksnius ir Josephson'o sūkurius, yra "kinetinė lygtis" (1), kurioje funkcijos $P(u)$ ir $R(u)$ reiškia N tipo priklausomybes. Nagrinėdami BF klaidžiojimą, t. y. stochastines BF savybes, apsiribosime silpnųjų trikdžių atveju $\beta << 1$. Trikdančiosios jėgos $f(x,t)$ išraiškos bus aptartos vėliau. Iš (1) evoliucijos lygties gaunama pagrindinė lygtis, reiškianti laisvuosius, netrikdomus BF,

$$\hat{\Lambda}\, u_0(z) = 0 . \tag{4}$$

Iš šios lygties, naudojantis modelinėmis priklausomybėmis $P(u)$ ir $R(u)$, yra randami pagrindiniai sprendiniai $u_0(y)$. Apibendrintai nagrinėjant abiejų rūšių elektronines struktūras, GS ir JS, yra patogu naudotis tokia modeline voltamperine charakteristika [11, 13]:

$$v(u) = a + b\,\sin[\gamma\,(u-F)], \quad 0 \le \gamma\,(u-F) \le 2\pi , \tag{5}$$

čia a, b, γ, F – laisvai parenkami parametrai. Lengva matyti, kad modelinė charakteristika (5) apibūdina tiek GS, tiek JS. Ferrel–Prange lygtis, reiškianti JV, yra atskiras (1) evoliucijos lygties atvejis, kurioje $P(u) \equiv 0$ ir $c_0 = 0$, o parametrai (5) išraiškoje yra parinkti tokie: $a = 0$, $F = 0$, $\gamma = 1$. GS atveju funkcija $P(u)$ apibrėžiama (3), (5) išraiškomis, o parametrai a, b, γ, F, c_0 yra teigiamieji dydžiai. Nagrinėdami GS, apsiribosime intensyvios difuzijos atveju, kuomet elektronų difuzijos gylis $l_D = \sqrt{D\,\tau_M}$ puslaidininkyje gerokai viršija būdingąjį elektronų dreifo ilgį $l_V = v_P\,\tau_M$, t. y. nagrinėsime atvejį, kuomet galioja sąlyga $l_D >> l_V$. Čia τ_M žymi dielektrinės relaksacijos laiką, v_P reiškia būdingąjį elektronų dreifo greitį voltamperinės charakteristikos piko taške. Iš (4) lygties, naudojantis (3) sąryšiais bei (5) išraiška, yra randamas pagrindinis sprendinys, reiškiantis GS ir JS [7]:

$$u_0(y) = \overline{F} + \Delta\,\pi^{-1}\;\Psi(y) , \tag{6}$$

čia $\overline{F} = F + \Delta/2$, $\Delta = 2\pi/\gamma$, o kintamasis $y = z/l_F$ žymi bedimensę koordinatę, išmatuotą BF branduolio būdingojo pločio vienetais l_F. GS atveju $l_F \equiv l_G = \gamma\, b\, l_D / l_V$, o būdingasis JS lokalizacijos matmuo yra Josephson'o ilgis λ_J, taigi JS atveju $l_F \equiv \lambda_J$. Iš (6) išraiškos matyti, kad dydis Δ, nusakantis bėgančio fronto aukštį, išreiškiamas ekstremaliomis pagrindinio sprendinio $u_0(z)$ reikšmėmis u_M ir u_m, t. y. $\Delta = u_M - u_m$, čia u_m žymi mažiausią "lauko" $u_0(z)$ reikšmę bėgančiame fronte, o u_M yra didžiausioji $u_0(z)$ reikšmė. JS atveju $\Delta = 2\pi$, t.y., tvarkos parametro fazės pokytis yra visiškas, judant skersai "superlaidaus sūkurio". Ženklai "+" ir "–" (6) išraiškoje atitinka du skirtingus BF tipus, reiškiamus kilpos ir prieškilpės profiliais, kuriuos priimta skirti pagal funkcijos $\mu = \text{sign}\,(du_0 / dy)$ reikšmę. GS atveju du BF tipai reiškia praturtintą ($\mu = +1$) ir nuskurdintą ($\mu = -1$) Gunn'o sluoksnį, sklindantį $c_0 = J_0$ greičiu. "Superlaidžiųjų struktūrų" atveju du BF tipai atitinka nejudamus ($c_0 = 0$) elektroninius sūkurius su priešingomis sūkurinio viršsrovio kryptimis Josephson'o sūkuryje.

Trikdžių teorija, pasiūlyta bei išplėtota GB apibūdinti, grindžiama operatoriaus $\hat{\Lambda}$ transliacinės simetrijos savybėmis, iš kurių išeina transliacinės modos $\overline{Y}(y) \propto du_0 / dy$ egzistavimas [7, 8]:

$$\hat{L}\,\overline{Y}(y) = 0, \tag{7}$$

čia $\hat{L}$ žymi tiesinį operatorių

$$\hat{L} = -D\frac{d^2}{dy^2} + Q(y)\frac{d}{dy} + U(y),$$

$$Q(y) = P[u_0(y)], \quad U(y) = P'(y)\frac{du_0(y)}{dy} + R'(y), \tag{8}$$

brūkšnelis čia reiškia funkcijos išvestinę pagal u_0: $P'(y) = dP[u_0(y)] / du_0$ ir pan. Atsižvelgus į trikdžių silpnumą bei transliacinę modą, sutrikdytuosius BF galima išreikšti taip [7]:

$$u(\xi) = u_0(\xi) + \Delta u(\xi, t), \qquad \Delta u << u_0, \tag{9}$$

čia $\xi = y + s(t)$ žymi BF fazę, dydis $s(t)$ nusako BF fazės postūmį, o funkcija $\Delta u(\xi, t)$ reiškia BF profilio deformacijas, sukeltas trikdančiosios jėgos $f(y,t)$. Ieškomosios funkcijos $s(t)$ ir $\Delta u(\xi, t)$ tenkina linearizuotąją evoliucijos lygtį

$$\frac{du_0(\xi)}{d\xi}\frac{ds}{dt} + \frac{\partial \Delta u(\xi, t)}{\partial t} + \hat{L}\,\Delta u(\xi, t) = F(f;\, u_0,\, s,\, \Delta u), \tag{10}$$

išvedamą iš (1) pagrindinės evoliucijos lygties, pasinaudojus (9) išraiška bei (4) pagrindine lygtimi [7]. Dydis F (10) išraiškoje reiškia "normuotą" trikdžių jėgą, įskaitančią lygties (1) netiesiškumus [7–9]. Funkcijas $s(t)$ ir $\Delta u(\xi, t)$ galima apibrėžti norimu tikslumu, išskleidus jas mažojo parametro β laipsnių eilute

$$\Phi(\xi, t) = \sum_{n=1} \beta^n \Phi^{(n)}(\xi, t), \quad \Phi = s, \Delta u, F. \tag{11}$$

Pasinaudojus (11) sąryšiais bei parametro β mažumu, iš (10) lygties yra išvedamos ieškomųjų funkcijų $s^{(n)}(t)$ ir $\Delta u^{(n)}(\xi, t)$ išraiškos [7]:

$$s^{(n)}(t) = \left\langle \overline{Y} \left| \frac{du_0}{d\xi} \right\rangle^{-1} \int_0^t d\tau\, \overline{F}^{(n)}(\tau), \qquad F^{(n)}(\xi, t) = \sum_\alpha F_\alpha^{(n)}(t)\, Y_\alpha(\xi), \right.$$

$$\Delta u^{(n)}(\xi, t) = \sum_\alpha{}' \; T_\alpha^{(n)}(t)\, Y_\alpha(\xi), \qquad T_\alpha^{(n)}(t) = \int_0^t d\tau F_\alpha^{(n)}(\tau) \exp[\lambda_\alpha(\tau - t)] \tag{12}$$

čia

$$F_\alpha^{(n)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi\, F^{(n)}(\xi, t)\, Y_\alpha^+(\xi), \tag{13}$$

Ženklas Y_α žymi tikrinę operatoriaus $\hat{L}$ funkciją, λ_α yra tikrinė šio operatoriaus reikšmė, atitinkanti funkciją Y_α, o Y_α^+ – tikrinė jungtinio operatoriaus

$$\hat{L}^+ = -D\, \frac{d^2}{dy^2} - Q(y)\, \frac{d}{dy} + U(y), \tag{14}$$

funkcija. Ženklai su brūkšniu reiškia dydžius, tiesiogiai susijusius su transliacine moda $\overline{Y}(\xi)$, sumos ženklas Σ žymi sumavimą pagal diskrečiąsias bei integravimą pagal tolydžiąsias α reikšmes, o ženklas Σ' reiškia, kad transliacinės modos indėlis toje sumoje nėra įskaitytas. Iš (12) išraiškų išeina, jog norint aprašyti sutrikdytųjų BF elgesį, būtina žinoti trikdančios jėgos $F(y,t)$ projekcijas bazės vektorių Y_α^+ kryptimis. Pastebėsime, kad BF fazės postūmiai *s(t)* išreiškiami jėgos $F(y,t)$ projekcija vien tik transliacinės modos $\overline{Y}(y)$ kryptimi. Analogiška išvada apie išskirtinį transliacinės (Goldstouno) modos vaidmenį, tiriant slenkamąjį sutrikdytų netiesinių sužadinimų judėjimą konservatyviosiose sistemose, yra gerai žinoma solitonų ir kilpinių bangų trikdžių teorijoje [1, 6].

Naudojantis (11) sąryšiais bei (12) išraiškomis yra randamas ieškomo sprendinio $u(\xi, t)$ n-asis artinys $u_n(\xi, t)$ [7 - 9]:

$$u_n = u_0(\xi_n, t) + \Delta u_n(\xi_n, t), \quad \Delta u_n = \sum_{r=1}^{n} \Delta u^{(r)}(\xi_r, t), \quad \xi_n = y + \sum_{r=1}^{n} s^{(r)}(t). \tag{15}$$

(12) ir (15) išraiškos yra pagrindiniai trikdžių teorijos sąryšiai, pageidaujamu tikslumu apibrėžiantys (1) lygties sprendinius, o tuo pačiu leidžiantys ištirti ir sutrikdytųjų BF elgesį. Naudojantis jomis bei konkrečiomis tikrinių funkcijų Y_α, Y_α^+ išraiškomis, galima analizuoti dinamines ir stochastines BF savybes konkrečiais trikdančiosios jėgos $f(y,t)$ atvejais. Funkcijų Y_α, Y_α^+ išraiškos, (5) modelinės charakteristikos atveju, gautos nagrinėjant dinamines GS savybes [13]. Čia aptariamos BF savybės yra išvestos naudojantis Y_α, Y_α^+ išraiškomis, pateiktomis [13] šaltinyje.

Nagrinėdami stochastines BF savybes, apsiribosime vienalyčiais erdvės trikdžiais, kurie yra sukelti nereguliarių elektros srovės svyravimų bandinio grandinėje, t. y. aptarsime BF klaidžiojimą, esant srovės triukšmui. Trikdančioji jėga $f(y,t)$ tuo atveju yra atsitiktinio pobūdžio ir paprastai išreiškiama srovės tankio fliuktuacijomis $\delta J(t)$ [14],

$$f = \delta J(t) = J(t) - J_0, \qquad \delta J(t) << J_0, \tag{16}$$

čia $J(t)$ yra pilnosios srovės tankis bandinyje, o J_0 žymi pastoviąją srovės tankio dedamąją. Suprantama, sutrikdytųjų BF charakteristikos priklauso nuo trikdančiosios jėgos stochastinių savybių, kurias galima valdyti įvairiais triukšmo šaltiniais – triukšmo generatoriais, jungiamais į išorinę bandinio grandinę. Nagrinėsime paprasčiausią atvejį, kuomet fliuktuacijos yra gausiškos ir jų sukeliamas triukšmas yra baltasis, t. y. kuomet galioja tokie sąryšiai:

$$< \delta J(t) >= 0,$$

$$< \delta J(t_1)\, \delta J(t_2) ... \delta J(t_n) >= \delta_{n/2,r} \sum B_{ij} ... B_{ml},$$

$$B_{ij} = < \delta J(t_i)\, \delta J(t_j) > = 2\, \sigma^2\, \delta(t_i - t_j). \tag{17}$$

Čia r - sveikasis skaičius, parametras σ nusako triukšmo intensyvumą, sumos ženklas Σ žymi sumavimą pagal visas galimas indeksų porų kombinacijas, o skliaustai <> žymi vidurkinimo procedūrą.

Nagrinėjant BF klaidžiojimą, tenka domėtis vidutinėmis BF charakteristikomis, todėl būtina aptarti vartojamus statistinius ansamblius, kuriais randamos vidutinės BF charakteristikos – eksperimentiškai matuojami dydžiai. Iš (9) ir (12) išraiškų išeina, kad trikdžiai dviem skirtingais būdais įtakoja netiesinį darinį. Jie keičia BF fazę ir deformuoja BF profilį: atsitiktinio trikdžio poveikis BF yra reiškiamas dviem atsitiktinėmis funkcijomis, $s(t)$ ir $\Delta u(\xi, t)$. Todėl yra vartojami du skirtingi vidurkinimo būdai, atitinkantys dvejopas BF charakteristikas – mažojo ir didžiojo statistinio ansamblio vidurkius. Netiesinių darinių klaidžiojimo uždaviniuose du skirtingi vidurkinimo būdai buvo pirmąkart pavartoti nagrinėjant vidutines kilpų ir solitonų charakteristikas konservatyviosiose sistemose (žr. [1]). Mažojo ansamblio vidurkiai, atitinkantys vidurkinimą sklindančio netiesinio darinio atžvilgiu, nusako vidutines BF, atkeliavusio į tam tikrą erdvės tašką, charakteristikas. Šio ansamblio vidurkiai randami vidurkinant pagal visas galimas BF profilių realizacijas, o vidurkinimas pagal atsitiktines fazes $s(t)$ yra ignoruojamas. Didžiojo ansamblio vidurkiai yra randami vidurkinanat pagal visus atsitiktinius netiesinio darinio parametrus, t. y. skaičiuojant viso netiesinių darinių ansamblio vidurkius. Šio ansamblio vidurkiai yra vidutinės charakteristikos, apibūdinančios begalinį makroskopiškai tapatingų bandinių rinkinį, pasižymintį skirtingomis atsitiktinės jėgos $f(t)$ tuo pačiu, skirtingomis atsitiktinių BF fazių $s(t)$ bei nereguliarių profilių $\Delta u(\xi, t)$

realizacijomis. Siekiant kuo išsamiau atskleisti atsitiktinių trikdžių poveikį BF, tenka nagrinėti tiek mažojo, tiek didžiojo ansamblio vidurkius.

Apsistosime ties vidutinėmis mažojo BF ansamblio charakteristikomis. Akivaizdu, kad šiuo atveju galioja toks sąryšis:

$$\overline{u} = u_0(\xi) + \overline{\Delta u}\,(\xi, t)\,, \tag{18}$$

čia brūkšnys žymi suvidurkintą dydį, t. y. rezultatą, gautą atlikus nustatytą vidurkinimo procedūrą. Iš (12) išraiškų gaunami sąryšiai

$$\overline{\Delta u}^{(n)}(\xi, t) = \sum_{\alpha}{}' < T_\alpha^{(n)}(t) > Y_\alpha(\xi)\,,$$

$$< T_\alpha^{(n)}(t) > = \int_0^t d\tau\, < F_\alpha^{(n)}(\tau) > \exp[\lambda_\alpha(\tau - t)]\,. \tag{19}$$

Nagrinėjant mažojo ansamblio vidurkius, pakanka apsiriboti antruoju sutrikdytojo sprendinio artiniu $u_2(\xi, t)$, sukeliančiu neišnykstančius BF profilio deformacijų vidurkius $< \Delta u_2(\xi, t) > \neq 0$. Trikdančiosios jėgos $F(\xi, t)$ reikiamos išraiškos yra žinomos [8]:

$$F^{(1)}(\xi, t) = f(\xi, t) = \delta J(t)\,,$$

$$F^{(2)}(\xi, t) = -\,\{\frac{ds^{(1)}}{dt}\,\frac{\partial \Delta u^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\,v''[u_0(\xi)]\;[\Delta u^{(1)}(\xi, t)]^2\}\,. \tag{20}$$

Naudojantis šiomis išraiškomis bei (17) sąryšiais yra randami ieškomi vidurkiai:

$$\overline{u_1}(\xi, t) = u_0(\xi)\,,$$
$$\overline{u_2}(\xi, t) = u_0[\xi / L_F(\xi)]\,, \tag{21}$$

čia

$$L_F(\xi) = 1 + \lambda_b^{-1}\;(\gamma\,\sigma / 4)^2\;[2\pi^2 + (2 - \pi \cosh^{-1}\xi)^2]\;\xi^{-1}\,\tanh\xi\,.$$

Dydis $\lambda_b = v'(u_m)$ žymi operatoriaus $\hat{L}$ tolydžiojo spektro "dugną", t. y. mažiausiąją tikrinę reikšmę λ_α iš tolydžiųjų reikšmių intervalo. Čia nagrinėjamu atveju operatoriaus $\hat{L}$ tikrinių reikšmių spektras yra sudarytas iš vienintelio diskrečiojo lygmens $\overline{\lambda} = 0$, atitinkančio tikrinę funkciją – transliacinę modą $\overline{Y}$ bei tolydžiųjų reikšmių juostos, apimančios begalinį λ_α reikšmių intervalą $[\lambda_b, \infty)$ [7]. Iš (21) išraiškų išeina, kad vidutinis klaidžiojančio BF profilis yra šiek tiek deformuotas, palyginti su laisvojo BF profiliu. Profilio deformacijos, atsiradusios dėl trikdančiosios jėgos fliuktuacijų, yra tiesiog proporcingos triukšmo intensyvumui σ^2 ir yra pastebimiau išreikštos BF branduolio srityje $\xi \leq 1$. Srityse, esančiose pakankamai toli nuo BF branduolio, vidutinis klaidžiojančio BF profilis praktiškai sutampa su laisvojo BF profiliu, t. y. $L_F(\xi) \approx 1$, kai $|\xi| >> 1$ Galima pažymėti, kad vidutinis klaidžiojančio BF greitis tiksliai sutampa su laisvojo BF greičiu: $\overline{\xi_2} = y + < s^{(1)}(t) > + < s^{(2)}(t) > = y$.

BF laukas, suvidurkintas pagal didįjį ansamblį, yra išreiškiamas taip:

$$\overline{u}(y,t) = \overline{u_0}(y) + \overline{\Delta u}(y, t), \tag{22}$$

čia brūkšnys žymi suvidurkintą dydį, $\overline{u_0}(y) = << u_0(\xi) >>$ ir pan., o ženklas $<< >>$ reiškia vidurkinimo procedūrą. Skaičiuojant didžiojo ansamblio vidurkius, pakanka apsiriboti pirmuoju sutrikdytojo sprendinio artiniu $u_1(\xi, t)$: su žemiausiuoju trikdžių teorijos artiniu gaunami nenykstamieji vidurkiai. Naudojantis šiuo artiniu, sudaroma tiesinė diferencialinė lygtis, reiškianti suvidurkinto BF lauko evoliuciją [15],

$$\frac{\partial \overline{u_1}}{\partial t} - \overline{D} \frac{\partial^2 \overline{u_1}}{\partial y^2} = 0, \tag{23}$$

kurioje difuzijos koeficientas $\overline{D}$ išreiškiamas vidutine atsitiktinių fazės nuokrypių amplitudę,

$$\overline{D} = \frac{1}{2} \frac{d << s^2(t) >>}{dt} = \sigma^2 \, [\langle \overline{Y} | 1 \rangle / \langle \overline{Y} | du_0 / dy \rangle]^2 . \tag{24}$$

Taigi suvidurkinto klaidžiojančių BF lauko $\overline{u}(y, t)$ modelis yra tiesinė difuzijos lygtis, kurios difuzijos koeficientas $\overline{D}$ yra tiesiogiai proporcingas srovės triukšmo intensyvumui σ^2. Ieškomas (23) lygties sprendinys, reiškiantis atsitiktinių trikdžių poveikį BF, yra randamas naudojantis pradine sąlyga,

$$\overline{u_1}(y, \, t = 0) = u_0(y), \tag{25}$$

kuri reiškia, kad trikdžiai įsijungė pradiniu laiko momentu $t = 0$. Analizinės $\overline{u_1}(y, t)$ išraiškos yra lengvai randamos sprendžiant (23) lygtį, pasinaudojus (6) išraiška, reiškiančia laisvojo BF profilį. Pažymėsime, kad $\overline{u_1}(y, t)$ išraiškos gerokai skiriasi mažų ($t << \tau_D$) ir didelių ($t >> \tau_D$) laikų srityse. Čia, kaip ir anksčiau, laikas yra skaičiuojamas nuo pradinio trikdžių įjungimo momento $t = 0$, o parametras $\tau_D = l_F / \overline{D}$ žymi charakteringąją difuzijos trukmę, susijusią su trikdžių triukšmais. Mažų laikų $t << \tau_D$ srityje galioja sąryšis

$$\overline{u_1}(y,t) \approx u_0[y/L_G(t)], \quad L_G(y,t) = 1 + t\frac{\tanh y}{\tau_D\, y}, \tag{26}$$

iš kurio išeina, kad pradiniais laiko momentais po triukšmo įjungimo suvidurkintojo BF branduolys tiesiškai plinta laikui bėgant ir jo plėtimosi greitis yra tiesiogiai proporcingas triukšmo intensyvumui σ^2. Iš (26) išraiškos, apibūdinančios priklausomybę $L_G = L_G(y)$, taip pat išeina, jog branduolio plėtimasis nėra vienalytis – branduolio periferija yra deformuojama stipriau.

Aptardami didžiojo ansamblio vidurkius didelių laikų srityje $t >> \tau_D$, pateiksime vidutinio lauko $\overline{u_1}(y,t)$ išraiškas, apibūdinančias BF pavidalą tik asimptotiškai didelių laikų srityje $t \to \infty$:

$$\overline{u_1}(y,t) = \overline{F} + \frac{\Delta}{2}\ \Phi(\pm y/2\sqrt{\tau}), \tag{27}$$

čia $\tau = t/\tau_D$ žymi bedimensį laiką, o funkcija $\Phi(x)$ reiškia Frenelio integralą

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x \exp(-t^2)dt. \tag{28}$$

Iš (27) išraiškos išeina, kad suvidurkintas laukas $\overline{u_1}(y,t)$ pasižymi bėgančio fronto profiliu, kuris laikui bėgant lėkštėja dėl neriboto (difuziško) suvidurkintojo BF branduolio plėtimosi. Pastebėsime, kad vidutinės BF charakteristikos – greitis $\overline{c_0}$, ekstremalios suvidurkinto lauko reikšmės $\overline{u_m}$ ir $\overline{u_M}$ – tiksliai sutampa su atitinkamais laisvojo BF parametrais. Galima manyti, kad šie tvermės dėsniai yra sąlygoti kontroliuojamo srovės režimo bandinyje: $< J(t) > = J_0$.

Apibendrindami gautus rezultatus galiausiai pažymėsime, kad atsitiktinių BF lauko charakteristikų statistiniai pasiskirstymai yra gausiški, tiek mažojo, tiek didžiojo ansamblio atveju, t. y. galioja sąryšiai [15]:

$$f_T(T_\alpha) = < \delta[T_\alpha - T_\alpha^{(1)}(t)] > = \sqrt{4\pi\sigma_T^2}\ \exp(-T_\alpha^2/4\sigma_T^2),$$

$$f_s(s) = << \delta[s - s^{(1)}(t)] >> = \sqrt{4\pi\sigma_S^2(t)}\ \exp[-s^2/4\sigma_S^2(t)], \tag{29}$$

čia parametrai σ_T ir σ_S yra tokie:

$$\sigma_T^2 = \sigma^2 \langle Y_\alpha | 1\rangle^2 / \lambda_\alpha, \quad \sigma_S^2 = \overline{D}\ t. \tag{30}$$

Suprantama, (29), (30) sąryšiai galioja tik čia aptartu baltojo triukšmo atveju. Taigi netiesinis elektroninis darinys, GS ar JS, įtakojamas baltojo gausiško srovės triukšmo, yra deformuojamas gausiškai: netiesinio darinio vidutinio profilio pasiskirstymo funkcija $f_T(T_\alpha)$ yra gausiška. Netiesinių BF (GS arba JS) ansamblis, pradiniu laiko momentu $t = 0$ paruoštas taip, kad visų BF branduolių centrai sutaptų, ilgainiui išplinta išilgai bandinio dėl srovės fliuktuacijų įtakos BF. Šis BF plitimas yra difuzinis: branduolių centrai simetriškai skverbiasi pradinės savo padėties atžvilgiu ir yra gausiškai pasiskirstę jos atžvilgiu. Galiausiai pažymėsime, kad čia aptartos klaidžiojančių BF savybės iš dalies yra panašios į konservatyviųjų sistemų netiesinių sužadinimų savybes [1, 6].

LITERATŪRA

1. F.G. Bass, Yu.S. Kivshar, V.V. Konotop, Yu.A. Sinitsin, *Phys. Rep.* **157**, 63 (1988).
2. Б.С. Кернер, В.В. Осипов, *Автосолитоны*, Москва, Наука, 1991.
3. В.А. Васильев, Ю.М. Романовский, В.Г. Яхно, *Автоволновые процессы*, Москва, Наука, 1987.
4. E. Sholl, *Nonequilibrium phase transitions in semiconductors, Springer*, Berlin, 1987.
5. R.P. Huebner, *Magnetic flux structures in superconductors*, Springer series in solid-state sciences, vol. 6, 1979.
6. Yu.S. Kivshar, B.A. Malomed, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 763 (1989).
7. R. Bakanas, *Liet. fiz. žurn.*, **35**, 239, (1995).
8. F.G. Bass, R. Bakanas, *Phys. Lett.* A **214**, 301, (1996).
9. F.G. Bass, R. Bakanas, *Liet. fiz. žurn.*, **36**, 571, (1996).
10. R. Bakanas, Netiesiniai procesai: modeliavimas ir valdymas, Vilnius, MII, 1997, Nr 1.
11. I. Aranson, M. Gitterman, B.Ya. Shapiro, *Phys. Rev.* B **52**, 878, (1995).
12. А.Ю. Лоскутов, А.С. Михайлов, *Введение в синергетику*, Москва, Наука, 1990.
13. R. Bakanas, F.G. Bass, V.V. Konotop, *Phys. Status Solidi* (a) **112**, 579, (1989).
14. R. Bakanas, *Phys. Status Solidi* (a) **153**, 153, (1996).
15. F.G. Bass, R. Bakanas, *Radiophysics and Radioastronomy,* **1**, 224, (1997)