

УДК 537.622.4; 537.312

ФЛУКТУАЦІЇ НЕРІВНОВАЖНИХ ЕЛЕКТРОНІВ ТА МАГНОНІВ У ФЕРОМАГНІТНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ

О.Ю. Семчук *, В.Є. Клименко

*Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка Національної академії наук України
вул. Генерала Наумова, 17, Київ 03164, Україна*

Розглянуто нерівноважні флуктуації струму та намагніченості в феромагнітних напівпровідниках. Знайдено шумові температури електронів і магنونів та їх залежності від напруженості електричного поля і температури термостата. Показано, що при відхиленні від феромагнітного резонансу для низькочастотних флуктуацій нерівноважної намагніченості виконується співвідношення типу флуктуаційно-дисипативної теореми.

ВСТУП

Відомо, що макроскопічні величини, такі як густина електричного струму, напруженості електричного та магнітного полів в середовищі, є статистичними усередненими значеннями відповідних мікроскопічних величин. З плином часу вони можуть відхилятися від своїх середніх значень або, інакше кажучи, флуктувати. Флуктуаційні явища в фізичних системах обумовлюють широке коло процесів, і їх вивчення має значний науковий та практичний інтерес.

Розрізняють флуктуації в термодинамічно рівноважних та нерівноважних системах. В стані термодинамічної рівноваги існує загальний зв'язок між флуктуаційними та дисипативними властивостями системи – так звана флуктуаційно-дисипативна теорема [1]. В нерівноважному стані подібного зв'язку немає, і дослідження флуктуацій в таких системах становить окрему проблему [2].

Оскільки характер та величина флуктуацій в нерівноважних системах залежать від механізмів розсіяння носіїв, форми енергетичних зон та структури поверхні, їх вивчення може дати цінну інформацію щодо процесів взаємодії квазічастинок, кінетику адатомів на поверхні твердих тіл [2], зокрема, в феромагнітних напівпровідниках (ФМН).

Нерівноважні флуктуації в звичайних (неферомагнітних) напівпровідниках вивчаються тривалий час, і основні результати досліджень викладені в низці монографій [2–4]. Флуктуаційні явища в ФМН до останнього часу

системно не розглядалися. Це питання було піднято лише в роботі [5], де була зроблена якісна оцінка впливу електричного поля на польові залежності шумових температур електронів та магنونів.

Флуктуації в нерівноважних системах вивчаються на основі двох еквівалентних розглядів: методу моментів та ланжевенівського підходу. В методі моментів вихідними є рівняння для кореляційних функцій з відповідними початковими умовами [6], а в основу ланжевенівського підходу покладено рівняння Больцмана, яке розглядається як рівняння Ланжевена з випадковими джерелами [3].

В даній роботі методом моментів досліджено нерівноважні флуктуації струму й намагніченості в ФМН та розраховано шумові температури електронів і магنونів. Для граничних випадків розігріву магنونів та електронів отримано якісну графічну залежність безрозмірної шумової температури електронів ФМН від напруженості зовнішнього електричного поля.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Розглядається широкозонний ФМН в спін-хвильовій області температур в постійному електричному полі \vec{F}_0 , коли його електрон-магنونна система стає нерівноважною [5, 7, 8]. Нерівноважний стан створюється в результаті розігріву електронів зовнішнім полем та наступної передачі енергії від електронів магнонам. Роль термостата відіграють фонони. Електрони вважаються невиродженими, а їх

* контактний автор aleksandr1950@meta.ua
ХФТП 2013. Т. 4. № 2

ізоенергетичні поверхні – сферичними. Прикладене електричне поле не надто велике, так що $\bar{\varepsilon} \ll JS$ ($\bar{\varepsilon}$ – середня енергія електрона, J – інтеграл s - d – обмінної взаємодії, S – спин магнітного іона). Ця нерівність дає можливість обмежитись підзоною, в якій електрони мають спин «вгору», і в подальшому спіновий індекс σ опускати.

Для описання флуктуацій струму $\delta j_{\vec{k}}$ біля нерівноважного стану вибирається корелятор

$$\left\{ -i\omega + e_0 \bar{F}_0 \frac{\partial}{\partial \bar{p}} \right\} \gamma_{\vec{k}}(\bar{p})_{\omega} - \sum_{\vec{p}'} \hat{I}_{\vec{p}\vec{p}'} \gamma_{\vec{k}}(\vec{p}')_{\omega} = \frac{I}{2\pi} \langle \delta F_{\vec{p}}(\tau) \delta j_{\vec{k}} \rangle, \quad (1)$$

де

$$\gamma_{\vec{k}}(\bar{p})_{\omega} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} e^{i\omega\tau} \langle \delta F_{\vec{p}}(\tau) \delta j_{\vec{k}} \rangle d\tau, \quad (2)$$

$\hat{I}_{\vec{p}\vec{p}'}$ – оператор зіткнень електронів з магнонами [8].

Вважаючи число частинок в системі постійним, з (1) неважко отримати для корелятора $\langle \delta F_{\vec{p}}(\tau) \delta j_{\vec{k}} \rangle$ вираз:

$$\langle \delta F_{\vec{p}}(\tau) \delta j_{\vec{k}} \rangle = e \bar{F}_{\vec{p}} (v_{\vec{k}}(\bar{p}) - u_{\vec{k}}), \quad (3)$$

де $v_{\vec{k}}(\bar{p})$ – групова швидкість електрона, $u_{\vec{k}}$ – його дрейфова швидкість, $\bar{F}_{\vec{p}}$ – усереднена функція розподілу електронів.

Підставляючи (3) в (1), одержимо:

$$\left\{ -i\omega + e_0 \bar{F}_0 \frac{\partial}{\partial \bar{p}} \right\} \gamma_{\vec{k}}(\bar{p})_{\omega} - \sum_{\vec{p}'} \hat{I}_{\vec{p}\vec{p}'} \gamma_{\vec{k}}(\vec{p}')_{\omega} = \frac{e}{2\pi} [v_{\vec{k}}(\bar{p}) - u_{\vec{k}}] \bar{F}_{\vec{p}}. \quad (4)$$

Знаходячи з (4) величину $\gamma_{\vec{k}}(\bar{p})_{\omega}$ при умові, що електрони, як по енергії, так і по імпульсу релаксують на магнонах, та використовуючи явний вираз для функції розподілу гарячих електронів в ФМН $F(\varepsilon)$ з [8], отримуємо для корелятора струму:

$$\langle \delta j_i \delta j_k \rangle_{\omega} = \frac{\delta_{ik} \sigma \sqrt{T_M}}{4\sqrt{\pi} \int_0^{\infty} F(\varepsilon) d\varepsilon} \left[2 \int_0^{\infty} F(\varepsilon) d\varepsilon + \delta_{kz} T_M^2 \int_0^{\infty} (K_{\omega}(\varepsilon) + K_{-\omega}(\omega)) d\varepsilon \right], \quad (5)$$

де T_M – ефективна магнонна температура [8]. У випадку низьких частот ($\hbar\omega \ll \bar{\varepsilon}$)

$$\int_0^{\infty} K_{\omega}(\varepsilon) d\varepsilon = \int_0^{\infty} \frac{\chi(\chi-2) \sqrt{\mu_{\varepsilon}} T_M F(\varepsilon) d\varepsilon}{F(\varepsilon) \varepsilon (\mu_{\varepsilon} T_M^2 + T_M \varepsilon)}, \quad \chi(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon} \left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon'}{T_M}} \xi(\mu_{\varepsilon}) \right) F(\varepsilon') d\varepsilon'. \quad (6)$$

Інтенсивність флуктуацій струму в ФМН зручно описувати за допомогою величини, що може бути експериментально виміряна, – шумової температури T_u :

$$T_u = \frac{\pi \langle \delta j_i \delta j_k \rangle_\omega}{\text{Re} \sigma_{ik}(\omega)}, \quad (7)$$

де $\sigma_{ik}(\omega) = \frac{\partial j_i}{\partial E_k}$ – диференціальна провідність

ФМН. Розрахувавши $\sigma_{ik}(\omega)$ та підставивши в (7) корелятор струму (5) для граничних випадків слабого ($E \ll E_0$) та сильного ($E \gg E_0$) розігріву електронів, знаходимо знерозмірені поздовжню T_u^{\parallel} та поперечну T_u^{\perp} (відносно напрямку зовнішнього електричного поля \vec{E}) шумові температури електронів:

$$\frac{T_u^{\parallel}}{T} = \begin{cases} \frac{T_M}{T} \left\{ 1 + [1 - D_2 + 4(1 - \ln 2)] \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \left(\frac{T_M}{\theta_c} \right)^{-5} \right\}, & E \ll E_0 \\ 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} (1 - D_1) \left(\frac{T}{\theta_c} \right)^{\frac{5}{2}} \left(\frac{T_M}{T} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E}{E_0}, & E \gg E_0 \end{cases} \quad (8)$$

$$\frac{T_u^{\perp}}{T} = \begin{cases} \frac{T_M}{T} \left\{ 1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \left(\frac{T_M}{\theta_c} \right)^{-5} \right\}, & E \ll E_0 \\ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{T}{\theta_c} \right)^{\frac{5}{2}} \left(\frac{T_M}{T} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{E}{E_0}, & E \gg E_0, \end{cases} \quad (9)$$

де $D_1 = 0.51$, $D_2 = 0.83$, $E_0 = \left(\theta_c^{\frac{3}{2}} / 2^{\frac{7}{2}} \right) / \left(\pi e a (JS \varepsilon_a)^{\frac{1}{4}} \right)$, a – постійна

кристалічної ґратки ФМН, $\varepsilon_a = \hbar^2 / 2ma^2$, m – ефективна маса електрона ФМН. Наприклад, для ФМН EuO $E_0 \approx 2.2 \cdot 10^3$ В/м.

Видно, що для розрахунку шумової температури електронів необхідно визначити залежність ефективної магнітної температури T_M від напруженості електричного поля. Оскільки знайти цю залежність при довільному розігріві електронів та магнів не є можливим, звернемось до граничних випадків. При виконанні нерівності $\tau_\varepsilon^{mp} \gg \tau_\varepsilon^{me}$

(τ_ε^{mp} та τ_ε^{me} – часи релаксації магнів по енергії на фонах та електронах, відповідно [8]), яка виконується при досить великих концентраціях електронів

$$n > n_c = \frac{6\pi^2}{F} \left(\frac{\varepsilon_a}{J} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_a}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\theta_c}{T} \frac{\theta_c}{Ms^2} \left(\frac{T}{\theta_D} \right) \frac{1}{a^3}, \quad (10)$$

магніони легко розігріваються. Для EuO при $s = 50$ м/с та значеннях параметрів a, J, M, θ_D , взятих з монографії [9], n_c складає $10^9 - 10^{10}$ м⁻³.

В слабких електричних полях $E \ll E_{lm} \ll E_0$ ($E_{lm} = \left(\sqrt{\pi} \tau_\varepsilon^{me} / 5 \tau_\varepsilon^{mp} \right)^{1/2} (T / \theta_c)^{5/2} E_0$ [8], θ_c

– температура Кюрі) реалізується випадок слабого розігріву електронів та магнів ($T_M - T \ll T$). В області полів $E_{lm} \ll E \ll E_0$ магніони вже нагріті достатньо сильно ($T_M - T \sim T$), а електрони ще мало ($E \ll E_0$); коли $E \gg E_0$, і електрони і магніони значно розігріті. Якщо ж концентрація електронів невелика ($n < n_c$), то й в невеликих електричних полях електрони і магніони розігріті слабо. Зі збільшенням напруженості електричного поля тепер магніони будуть розігріватися гірше електронів, і в області полів $E_0 \ll E \ll E_{2m}$

($E_{2m} = \left(4 \sqrt{\pi} \tau_\varepsilon^{me} / 5 \cdot 2^{\frac{5}{4}} \Gamma(3/4) \tau_\varepsilon^{mp} \right)^{\frac{2}{3}} (T / \theta_c)^{\frac{5}{2}} E_0$, [8], $\Gamma(x)$ – гама-функція) електрони вже розігріті сильно, а магніони – слабо ($T_M - T \ll T$). В досить сильних електричних полях $E \gg E_{2m}$ реалізується випадок значного розігріву електронів та магнів.

Для розглянутих граничних випадків легко отримати прості аналітичні залежності магнітної температури від напруженості електричного поля та температури термостату:

$$\frac{T_M}{T} = \begin{cases} 1 + \left(\frac{2}{5} \right) \left(\frac{E}{E_{lm}} \right)^2, & E \ll E_{lm} \ll E_0, \tau_\varepsilon^{mp} \gg \tau_\varepsilon^{me} \\ \left(\frac{2}{5} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{E}{E_{lm}} \right)^{\frac{4}{3}}, & E_{lm} \ll E \ll E_0, \tau_\varepsilon^{mp} \ll \tau_\varepsilon^{me} \\ 1 + \left(\frac{4}{5} \right) \left(\frac{E}{E_{2m}} \right)^{\frac{2}{3}}, & E_0 \ll E \ll E_{2m}, \tau_\varepsilon^{mp} \ll \tau_\varepsilon^{me} \\ \left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{4}{3}} \left(\frac{E}{E_{2m}} \right)^{\frac{2}{3}}, & E \gg E_0, \tau_\varepsilon^{mp} \gg \tau_\varepsilon^{me} \\ \left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{4}{3}} \left(\frac{E}{E_{2m}} \right)^{\frac{2}{3}}, & E \gg E_{2m}, \tau_\varepsilon^{mp} \ll \tau_\varepsilon^{me}. \end{cases} \quad (11)$$

Використовуючи цю залежність можна отримати якісне графічне представлення безрозмірної шумової температури електронів від напруженості гріючого електричного поля (рисунок). З нього, зокрема, випливає, що розігрів магнінів суттєвим чином відбивається на польовій залежності шумової температури електронів. Так, при значних концентраціях електронів ($n \gg n_c$), коли реалізується випадок легкого розігріву магнінів ($\tau_\varepsilon^{mp} \gg \tau_\varepsilon^{me}$), залежність шумової температури електронів від електричного поля (крива 1) більш виражена ($T_{ш} \sim E^{\frac{4}{3}}$), ніж у випадку слабого розігріву магнінів (крива 2) ($T_{ш} \sim I + E^2$), коли ($\tau_\varepsilon^{mp} \ll \tau_\varepsilon^{me}$). Подібні польові залежності $T_{ш}$ спостерігалися експериментально для ФМН EuO та HgCr₂Se₄ [10–12].

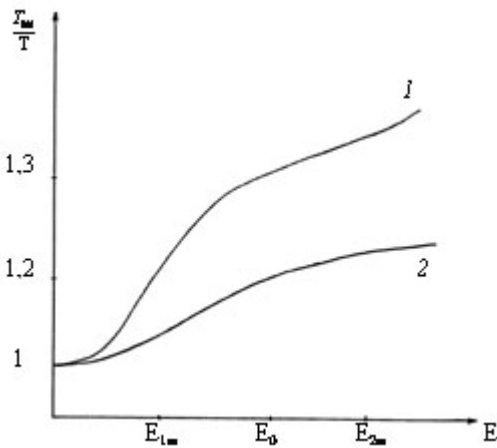


Рисунок. Якісна залежність $\frac{T_{ш}}{T}$ від напруженості гріючого електричного поля E . 1 – область $\tau_\varepsilon^{mp} \gg \tau_\varepsilon^{me}$; 2 – $\tau_\varepsilon^{mp} \ll \tau_\varepsilon^{me}$

$$\delta M_{xx}(\omega) = \frac{\sqrt{2\mu_0 M_0}}{\hbar(g^2 H_0^2 - \omega^2)} \sum_{123} \delta_3^{l+2} \left\{ \begin{array}{l} [V_s(12,30) + V_s^+(12,30)] \times \\ [(gH_0 - \omega)b_3^+ b_1 b_2 +](gH_0 + \omega)b_1^+ b_2^+ b_3 \end{array} \right\}. \quad (14)$$

Тут $g = 2\mu_0 / \hbar$, а інші позначення пояснено в роботі [13].

Оператори $b^+(b)$ в (14) мають таку ж часову залежність, як і для невзаємодіючих частинок [13], а тому, переходячи до Фур'є-образів, знаходимо:

$$\begin{aligned} b_1^+ b_2 b_3 &= b_1^+ b_2 b_3 \delta(\Delta_{123} - \hbar\omega), \\ b_1^+ b_2^+ b_3 &= b_1^+ b_2^+ b_3 \delta(\Delta_{123} + \hbar\omega), \end{aligned} \quad (15)$$

Інтенсивність флуктуацій в магнітній підсистемі ФМН характеризуватимемо шумовою температурою магнінів θ_M [13]

$$\theta_M = \frac{\pi \langle \delta M_{ii}^2 \rangle_\omega^c}{\text{Im} \chi_{ii}(\omega)}, \quad (12)$$

де $\langle \delta M_{ii}^2 \rangle_\omega^c$ – корелятори флуктуацій відхилень густини поперечного (відносно напрямку зовнішнього постійного магнітного поля \vec{H}_0) магнітного моменту, $\text{Im} \chi_{ii}(\omega)$ – поперечні компоненти тензора магнітної сприйнятливості.

Корелятори $\langle \delta M_{ii}^2 \rangle_\omega^c$ та поперечні компоненти тензора магнітної сприйнятливості $\text{Im} \chi_{ii}(\omega)$ знаходяться з лінеаризованого рівняння руху для оператора густини магнітного моменту [13]

$$i\hbar \frac{d\vec{M}}{dt} = [\vec{M}, \hat{H}]. \quad (13)$$

Гамільтоніан \hat{H} включає в себе магніон-магніонну (MM), магніон-фононну (MP) та магніон-електронну (ME) взаємодії. В явному вигляді ці оператори наведено в роботі [13]. Розраховуючи комутатори в правій частині (13) та лінеаризуючи отримане рівняння по $\delta\vec{M} = \vec{M} - \vec{M}_0$, отримуємо вирази для δM_{xx} та δM_{yy} . Зокрема δM_{xx} , що визначається MM взаємодією, набуде вигляду:

де $\Delta_{123} = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$.

Підставляючи (15) в (14) та проводячи усереднення по повній матриці густини системи, отримуємо вираз для кореляторів $\langle \delta M_{ii}^2 \rangle_\omega^c$, обумовлених обмінною MM взаємодією:

$$\langle \delta M_{ii}^2 \rangle_\omega^c = 2\mu_0 M_0 \sum_{123} |V_s(12,30)|^2 \left\{ \begin{array}{l} \frac{N_1 N_2 (1 + N_3)}{(gH_0 + \omega)^2} \delta(\Delta_{123} - \hbar\omega) + \\ \frac{N_3 (1 + N_1)(1 + N_2)}{(gH_0 - \omega)^2} \delta(\Delta_{123} - \hbar\omega) \end{array} \right\}. \quad (16)$$

Використовуючи введені в [13] величини $\gamma_{MM}(\omega)$, можемо (16) записати у наступному вигляді:

$$\langle \delta M_{ii}^2 \rangle_\omega^c = \frac{\mu_0 M_0}{2} \left\{ \frac{\gamma_{MM}(-\omega)}{(gH_0 + \omega)^2} + \frac{\gamma_{MM}(\omega)}{(gH_0 - \omega)^2} \right\}. \quad (17)$$

Аналогічно розраховуються корелятори флуктуацій густини магнітного моменту, обумовлені ME та MP взаємодіями. З їх врахуванням одержимо для шумової температури магніонів (12):

$$\theta_M = \pi\omega \frac{\frac{\gamma_{MM}(-\omega) + \gamma_{MP}(-\omega) + \gamma_{ME}(-\omega)}{(gH_0 + \omega)^2} + \frac{\gamma_{MM}(\omega) + \gamma_{MP}(\omega) + \gamma_{ME}(\omega)}{(gH_0 - \omega)^2}}{\frac{\gamma_{MM}(-\omega) + \gamma_{MP}(-\omega) + \gamma_{ME}(-\omega)}{(gH_0 + \omega)^2} - \frac{\gamma_{MM}(\omega) + \gamma_{MP}(\omega) + \gamma_{ME}(\omega)}{(gH_0 - \omega)^2}}. \quad (18)$$

В низькочастотному випадку, коли $\hbar\omega \rightarrow 0$, та при відхиленні від феромагнітного резонансу ($gH_0 \gg \omega$) з (18) отримуємо:

$$\theta_M \approx T_M. \quad (19)$$

Отже, при віддаленні від феромагнітного резонансу для низькочастотних флуктуацій нерівноважної намагніченості ФМН виконується співвідношення типу флуктуаційно-дисипативної теореми, і польова залежність шумової температури магніонів θ_M в цьому випадку повністю визначається залежністю магніонної температури від напруженості електричного поля.

ВИСНОВКИ

Для граничних випадків розігріву магніонів та електронів отримано якісне графічне представлення обезрозміреної шумової температури електронів ФМН від напруженості електричного поля.

Показано, що розігрів магніонів впливає на польові залежності шумової температури електронів ФМН, які суттєво різняться у

випадках слабого та сильного розігріву магніонів.

Розраховані корелятори флуктуацій густини нерівноважної намагніченості ФМН та знайдена шумова температура магніонів в них.

Встановлено, що при відхиленні від феромагнітного резонансу для низькочастотних флуктуацій нерівноважної намагніченості ФМН виконується співвідношення типу флуктуаційно-дисипативної теореми.

ЛІТЕРАТУРА

1. Callen H.B., Welton E. Irreversibility and generalized noise // Phys. Rev. – 1951. – V. 83, N 1. – P. 34–40.
2. Тарсенко А.А., Томчук П.М., Чумак А.А. Флуктуации в объеме и на поверхности твердых тел. – Киев: Наукова думка, 1992. – 251 с.
3. Коган Ш.М. Электронный шум и флуктуации в твердых телах. – Москва: Физматлит, 2009. – 368 с.
4. Лукьянчикова Н.Б. Флуктуационные явления в полупроводниках и

- полупроводниковых приборах. – Москва: Радио и связь, 1990. – 296 с.
5. Рожков С.С., Семчук А.Ю. Неравновесные флуктуации тока и намагниченности в ферромагнитных полупроводниках // III Всесоюзная конференция «Флуктуационные явления в физических системах», 28–29 сентября 1982. – Вильнюс, Литва, 1983. – С. 12–14.
 6. Gantsevich S.V., Gurevich V.L., Katilius R. Theory of fluctuations in nonequilibrium electron gas // Riv. Nuovo Cim. – 1979. – V. 2, N 5. – P. 1–88.
 7. Левшин А.Е., Семчук А.Ю., Томчук П.М. Сверхрешетки, образованные когерентными световыми пучками в ферромагнитных полупроводниках // Физика твердого тела. – 1986. – Т. 28, № 2. – С. 412–417.
 8. Рожков С.С., Семчук А.Ю. Разогрев электронов и магнонов в ферромагнитных полупроводниках // Физика твердого тела. – 1981. – Т. 23, № 7. – С. 1913–1916.
 9. Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников. – Москва: Наука, 1979. – 432 с.
 10. Samokhvalov A.A., Osipov V.V., Solin M.I. et al. Electron-magnon interaction in magnetic semiconductors // J. Mag. Magn. Mat. – 1984. – V. 44, N 1–2. – P. 191–198.
 11. Гальдикас А.П., Матуленене И.Б., Самохвалов А.А., Осипов В.В. Электрические и магнитные шумы магнитного полупроводника HgCr_2Se_4 в сильном электрическом поле // Физика твердого тела. – 1984. – Т. 36, № 10. – С. 2906–2910.
 12. Солин Н.И., Самохвалов А.А., Наумов С.В. Разогрев магнонов горячими носителями заряда и электрические свойства HgCr_2Se_4 // Физика твердого тела. – 1997. – Т. 39, № 4. – С. 664–667.
 13. Рожков С.С., Семчук А.Ю. Нестационарная магнитная восприимчивость ферромагнитных полупроводников // Физика твердого тела. – 1982. – Т. 24, № 10. – С. 3056–3060.

Надійшла 30.10.2012, прийнята 25.02.2013

Флуктуации неравновесных электронов и магнонов в ферромагнитных полупроводниках

А.Ю. Семчук, В.Е. Клименко

*Институт химии поверхности им. А.А. Чуйко Национальной академии наук Украины
ул. Генерала Наумова, 17, Киев, 03164, Украина, aleksandr1950@meta.ua*

Рассмотрены неравновесные флуктуации тока и намагниченности в ферромагнитных полупроводниках. Найдены шумовые температуры электронов и магнонов и их зависимости от напряженности электрического поля и температуры термостата. Показано, что при удалении от ферромагнитного резонанса для низкочастотных флуктуаций неравновесной намагниченности выполняется соотношение типа флуктуационно-диссипативной теоремы.

Fluctuations of non-equilibrium electrons and magnons in ferromagnetic semiconductors

O.Yu. Semchuk, V.E. Klymenko

*Chuiiko Institute of Surface Chemistry of National Academy of Sciences of Ukraine
17 General Naumov Str., Kyiv, 03164, Ukraine, aleksandr1950@meta.ua*

Non-equilibrium fluctuations of current and magnetization in ferromagnetic semiconductors are considered. The noise temperatures of electrons and magnons and their dependences on electric field strength and temperature of thermostat have been found. A correlation like fluctuation – dissipation theorem has been shown to be true for low-frequency fluctuations away from ferromagnetic resonance.