

АНИЗОТРОПІЯ ФЛУКТУАЦІЙ СТРУМУ В ТЕЛУРІ

Досліджені частотна та польова залежності анізотропії поздовжніх флуктуацій струму, обумовлених анізотропією закону дисперсії енергії носіїв та потенціалів їх розсіяння. В якості модельного матеріалу вибрано дірковий телур. Показано, що врахування непараболічності закону дисперсії, як кількісно так і якісно, змінює вигляд різних залежностей анізотропії флуктуацій струму в досліджуваному зразку.

The frequency and field dependencies of anisotropy longitudinal current fluctuations caused by anisotropy of energy dispersion law and scattering potentials have been investigated in the given paper. Hole tellurium was selected to be model material. The anisotropy of current fluctuation depend strongly in both quantitative and qualitative ways on inclusion of non-parabolic energy dispersion law into the model considered.

Останнім часом широке застосування в науці і техніці знаходять напівпровідникові матеріали, які відносять до класу кристалів низької симетрії. Особливістю цих матеріалів є суттєва анізотропія хімічного зв'язку, що приводить до анізотропії їх властивостей. Передбачається, що дослідження кристалів низької симетрії дасть змогу встановити загальні закономірності мікроскопічних процесів у твердих тілах і, зокрема, флуктуаційних явищ, особливо в області надвисоких частот. Теорія флуктуаційних явищ досить добре розвинута для випадку, коли закон дисперсії енергії носіїв є ізотропним [1,2]. Узагальнення такої теорії для анізотропних непараболічних енергетичних спектрів носіїв є важливою науково-технічною задачею. Частковому розв'язанню цієї проблеми присвячена дана робота.

У нашій попередній роботі [3] за допомогою варіаційного методу рішення кінетичного рівняння Больцмана без конкретизації виду закону дисперсії енергії носіїв та механізмів їх розсіяння отримані аналітичні вирази для компонент поздовжніх флуктуацій струму, зумовлених флуктуаціями функції розподілу цих носіїв. Показано, що спектральна інтенсивність флуктуацій струму на частоті ω в довгохвильовому наближенні при нехтуванні просторовою кореляцією є складною функцією температури, прикладених зовнішніх електричного та магнітного полів, параметрів закону дисперсії енергії носіїв і типу домінуючих механізмів їх розсіяння.

Застосуємо отримані в [4] вирази для компо-

нент флуктуацій струму для дослідження анізотропії флуктуацій струму (АФС) у дірковому телурі – низькосиметричному напівпровідниковому матеріалі з достовірно встановленими зонною структурою і параметрами закону дисперсії енергії носіїв.

Розглянемо просторово однорідний кристал, до якого прикладені електричне поле \vec{E} та довільне за величиною некантуюче магнітне поле \vec{B} . Для спрощення викладу розглянемо анізотропію флуктуацій струму, обумовлених носіями одного ізоенергетичного екстремуму. Врахування багатодолинної моделі телуру, як показують результати досліджень [5], приводить тільки до кількісних змін, а не до якісних. Для телуру ізоенергетична поверхня – гантелеподібна фігура, яка витягнута вздовж високометричної осі C_3 кристала з центром в точці H зони Брілюєна (рис.1). Виберемо лабораторну декартову систему координат, вісь x якої направлена вздовж осі C_2 , вісь z – вздовж осі C_3 кристала, а вісь y – перпендикулярно до них (рис.1).

Для дослідження АФС будемо розглядати флуктуації струму для двох орієнтацій векторів \vec{E} і \vec{B} , а саме: а) перший випадок – $\vec{E} \parallel \vec{z}$, $\vec{B} \parallel \vec{x}$, б) другий випадок – $\vec{E} \parallel \vec{x}$, $\vec{B} \parallel \vec{z}$.

Визначимо величину АФС наступним виразом:

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_{\omega}}{\langle \delta J^2 \rangle_{\omega}} = \frac{\langle \delta J_z^2 \rangle_{\omega}}{\langle \delta J_x^2 \rangle_{\omega}} - 1. \quad (1)$$

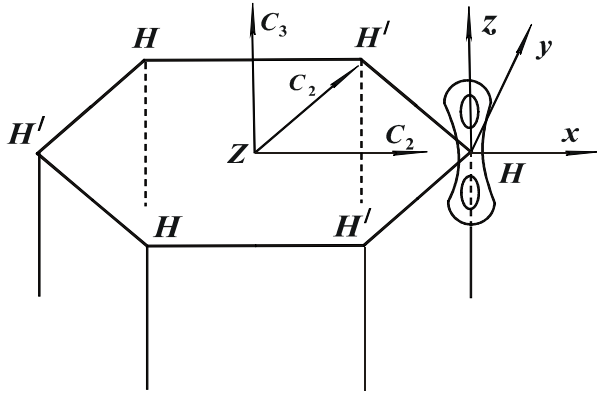


Рис.1. Зона Брілюєна телуру та вибір лабораторної системи координат.

У співвідношенні (1) $\langle \delta J^2 \rangle_\omega$ – компонента спектральної густини флуктуацій струму у випадку, коли електричне поле направлено вздовж вісі β лабораторної системи координат.

Якщо зовнішні поля відсутні ($\vec{E}=0, \vec{B}=0$), то виходячи з відповідного виразу для спектральної густини флуктуацій струму [4], легко показати, що формула для АФС має вигляд:

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_\omega}{\langle \delta J^2 \rangle_\omega} = \frac{L_{00}^{xx} (1 + \omega^2 \tau_x^2)}{L_{00}^{zz} (1 + \omega^2 \tau_z^2)} - 1, \quad (2)$$

де $L_{00}^{\beta\beta}$ – матричні елементи оператора розсіяння носіїв \hat{L} [5], а τ_β – величина, що еквівалентна часу релаксації флуктуаційного процесу і визначається параметрами закону дисперсії енергії носіїв та матричним елементом оператора їх розсіяння:

$$\tau_\beta = \frac{\tilde{a}_0^\beta}{L_{00}^{\beta\beta}}. \quad (3)$$

Величина коефіцієнтів \tilde{a}_0^β залежить від виду дисперсійного співвідношення для носіїв і їх статистики. Зокрема, для невідродженого електронного газу та параболічного анізотропного закону дисперсії енергії носіїв матимемо:

$$\begin{cases} \tilde{a}_0^x = m_\perp n k_0 T, \\ \tilde{a}_0^z = m_\parallel n k_0 T. \end{cases} \quad (4)$$

В (4) m_\perp і m_\parallel – поперечна і поздовжня компоненти тензора ефективної маси носіїв.

Для анізотропного непараболічного закону дисперсії дірок верхньої валентної зони телуру, який утримує корневу особливість [6], вирази для \tilde{a}_0^β набувають вигляду:

$$\begin{cases} \tilde{a}_0^x = m_\perp n k_0 T, \\ \tilde{a}_0^z = 2 \frac{Q_1}{Q_0} m_\parallel n k_0 T, \end{cases} \quad (5)$$

де Q_0, Q_1 – складні інтеграли, які можуть бути розраховані тільки чисельними методами [5].

Із (2) випливає, що в області низьких частот ($\omega \rightarrow 0$) величина АФС визначається тільки відношенням компонент матричних елементів оператора розсіяння і явно не залежать від виду закону дисперсії енергії носіїв:

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_\omega}{\langle \delta J^2 \rangle_\omega} = \frac{L_{00}^{xx}}{L_{00}^{zz}} - 1. \quad (6)$$

В області високих частот ($\omega \gg \tau^{-1}$) згадана величина, навпаки, залежить від параметрів дисперсійного співвідношення і не пов'язана з механізмами розсіяння. Так для параболічного закону дисперсії в цьому випадку матимемо:

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_\omega}{\langle \delta J^2 \rangle_\omega} = \frac{m_\perp}{m_\parallel} - 1, \quad (7)$$

в той час, як для непараболічного –

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_\omega}{\langle \delta J^2 \rangle_\omega} = \frac{1}{2} \frac{Q_0}{Q_1} \frac{m_\perp}{m_\parallel} - 1. \quad (8)$$

Якщо використати числові значення ефективних мас легких дірок у телури [6], то із (7) слідує:

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_\omega}{\langle \delta J^2 \rangle_\omega} \approx -0,577 \quad (9)$$

і не залежить від температури.

У випадку непараболічного закону дисперсії енергії дірок в області високих частот спостерігається температурна залежність АФС, що зумовлена температурною залежністю відношення інтегралів Q_1/Q_0 . Отже, при відсутності зовнішніх полів в області високих частот врахування непараболічності енергетичного спектра носіїв приводить до якісно нових результатів по температурній і частотній залежностям АФС. Такий висновок повністю підтверджується результатами числових розрахунків, представлених на рис.2. Значення параметрів закону дисперсії енергії дірок вибирались згідно [6]. Прийнято також до уваги, що домінуючим механізмом розсіяння носіїв у телури є полярні оптичні фонони трьох поляризацій [5].

З рис.2 видно, що у випадку параболічного закону дисперсії енергії на всьому діапазоні частот температура майже не впливає на якісний хід

кривої залежності, а тільки незначно змінює величину АФС. Для непараболічного закону дисперсії частотна залежність АФС із ростом температури змінюється якісно й кількісно. При цьому, незалежно від виду закону дисперсії, відбувається збільшення величини АФС із зменшенням температури.

При врахуванні зовнішнього електричного поля \vec{E} вираз для АФС набуває вигляду:

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_\omega}{\langle \delta J^2 \rangle_\omega} = \frac{\sigma_{zz} L_z \tilde{\tau}_z (1 + \omega^2 \tilde{\tau}_x^2)}{\sigma_{xx} L_x \tilde{\tau}_x (1 + \omega^2 \tilde{\tau}_z^2)} - 1. \quad (10)$$

В (10) введено такі позначення: $\sigma_{\beta\beta}$ – компоненти тензора електропровідності, вирази для яких наведені в роботі [5],

$$L_\beta = \sum_{k=0}^1 C_k^\beta L_{0k}^{\beta\beta}, \quad (11)$$

$$\tilde{\tau}_\beta = \frac{\sum_{k=0}^1 C_k^\beta \tilde{a}_k^\beta}{\sum_{k=0}^1 C_k^\beta L_{0k}^{\beta\beta}}. \quad (12)$$

У співвідношеннях (11) і (12) C_k^β – варіаційні коефіцієнти, які характеризують нерівноважну функцію розподілу носіїв [5].

В області низьких частот у відповідності з (10) АФС описується виразом:

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_\omega}{\langle \delta J^2 \rangle_\omega} = \frac{\sigma_{zz} L_z \tilde{\tau}_z}{\sigma_{xx} L_x \tilde{\tau}_x} - 1, \quad (13)$$

в той час як для високочастотної області:

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_\omega}{\langle \delta J^2 \rangle_\omega} = \frac{\sigma_{zz} L_z \tilde{\tau}_x}{\sigma_{xx} L_x \tilde{\tau}_z} - 1. \quad (14)$$

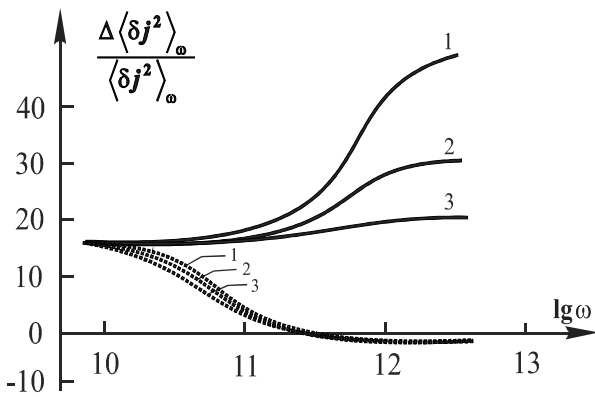


Рис.2. Частотна залежність АФС у відсутності зовнішніх полів при фіксованих значеннях температури: 180 К (1), 230 К (2), 280 К (3).
 ——— - непараболічний закон дисперсії,
 - параболічний закон дисперсії.

Порівняння формул (13) та (14) показує, що різниця між ними ніби заключається у зворотньому відношенні приведених часів релаксації. Проте, оскільки компоненти тензора електропровідності, матричні елементи оператора розсіяння носіїв на полярних оптичних фононах і, нарешті, ефективні часи релаксації залежать від параметрів закону дисперсії енергії носіїв, то врахування непараболічності при наявності електричного поля може також змінювати функціональний вигляд частотної залежності АФС.

На рис.3 наведена частотна характеристика анізотропії флуктуацій струму в р-Те при величині напруженості електричного поля $E=2500$ В/м.

Видно, що в області низьких частот спостерігається зменшення величини АФС з ростом температури для параболічного закону дисперсії енергії носіїв. Врахування непараболічності енергетичного спектра носіїв приводить до зміщення інтервалу температурної залежності АФС в область високих частот. При цьому в залежності від значень температури кристалічної решітки величина АФС може зростати, спадати, або залишатись незмінною з ростом частоти.

Якщо до зразка прикласти магнітне поле, то використовуючи вираз для густини флуктуацій [4] в граничному випадку, коли $\omega \rightarrow 0$ і $\vec{E} = 0$, АФС можна записати у вигляді:

$$\frac{\Delta \langle \delta J^2 \rangle_\omega}{\langle \delta J^2 \rangle_\omega} = \frac{L_{00}^{xx} \left(1 + \frac{e_0^2 a_0^2}{L_{00}^{xx} L_{00}^{yy}} B^2 \right)}{L_{00}^{zz} \left(1 + \frac{e_0^2 a_0^2}{L_{00}^{zz} L_{00}^{yy}} B^2 \right)} - 1. \quad (15)$$

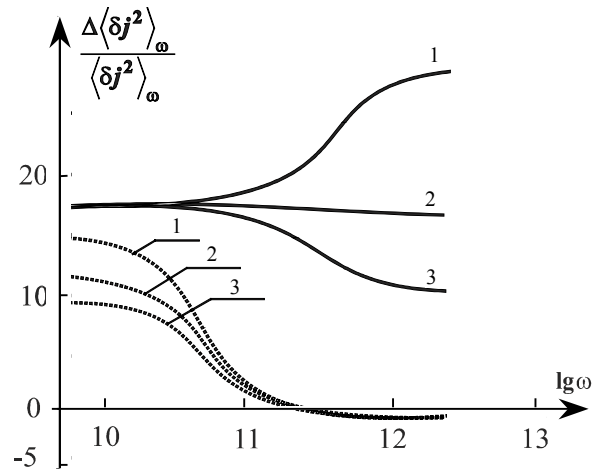


Рис.3. Частотна залежність АФС при наявності електричного поля при фіксованих значеннях температури. (Позначення ті ж самі, що на рис.2).

З (15) випливає, що в класично сильних магнітних полях ($B \rightarrow \infty$) величина АФС прямує до нуля. Цей результат цілком зрозумілий, оскільки в даному випадку поле настільки сильне, що рух носіїв відбувається майже по замкнених траєкторіях. На рис.4 наведена залежність анізотропії флуктуацій струму від величини прикладеного магнітного поля при фіксованому значенні частоти ($\omega=0$) для різних температур. Видно, що в слабких магнітних полях ($B \rightarrow 0$) анізотропія флуктуацій струму залежить від матричних елементів оператора розсіяння і задається формулою (6). Зі збільшенням напруженості магнітного поля АФС згідно з (15) зменшується за величиною і при $B \rightarrow \infty$ прямує до нуля. При цьому для параболічного закону дисперсії енергії дірок швидкість такого прямування значно більша.

При сукупній дії електричного і магнітного полів вираз для АФС досить складний і може бути розрахований тільки за допомогою ЕОМ. Розгляду цього питання буде присвячена наша наступна робота

Отже, наведені результати свідчать, що врахування непараболічності закону дисперсії енергії носіїв приводить до якісно нових залежностей АФС від величин зовнішніх електричного і магнітного полів і температури. Отримані розрахункові величини АФС показують можливість експериментального підтвердження існування цього ефекту в телурі.

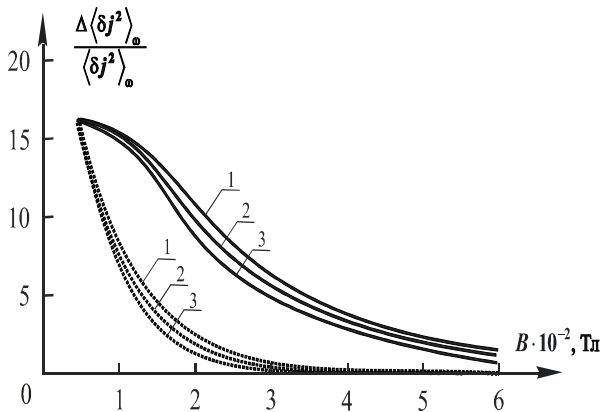


Рис.4. Залежність величини АФС від індукції магнітного поля при фіксованих значеннях температури. Позначення ті ж самі, що і на рис.2.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Дыкман И.М., Томчук П.М. Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. - Київ: Наук. думка, 1981.
2. Тарасенко А.А., Томчук П.М., Чумак А.А. Флуктуации в объёме и на поверхности твердых тел. - Київ: Наук. думка, 1992.
3. Горлей П.Н., Григорішин А.Н. Гальвано-магнитные явления и флуктуации тока горячих носителей в кристаллах низкой симметрии // Неорганические материалы. - 1995. - 31, №10. - С.1373-1376.
4. Горлей П.М., Григорішин О.М., Рождественська М.Г. Температурна залежність флуктуацій густини струму у телурі // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 29: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1998. - С.71-78.
5. Горлей П.Н., Шендеровский В.А. Вариационный метод в кинетической теории. - Київ: Наук. думка, 1992.
6. Горлей П.Н., Радченко В.С., Шендеровский В.А. Процессы переноса в теллуре. - Київ: Наук. думка, 1987.