

ГОРЛЕЙ П.М., ГРИГОРИШИН О.М.,
РОЖДЕСТВЕНСЬКА М.Г.

ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ФЛУКТУАЦІЙ ГУСТИНИ СТРУМУ У ТЕЛУРІ

Досліджена температурна та частотна залежності флукутацій діркового струму в телурі. Показано, що при врахуванні домінуючого розсіювання дірок на полярних оптичних фонах трьох поляризацій, на спектральній кривій інтенсивності флукутацій має місце ділянка, обумовлена $1/\omega$ - шумом.

Вирішення проблеми граничної чутливості вимірювальних або детектуючих пристроїв, яка обумовлена наявністю кінцевого рівня шумів, є актуальною задачею фізики напівпровідників [1-4]. Особливо важливо з практичної точки зору визначити можливості зменшення величини шуму у тому чи іншому частотному інтервалі. Робочими елементами електронних пристроїв здебільшого є напівпровідникові матеріали з різноманітними властивостями, які залежать як від хімічного складу, методів їх одержання, так і від геометричних розмірів зразка. Тому існує також значний інтерес у виявленні загальних закономірностей подавлення шумів для окремих типів напівпровідникових матеріалів.

Метою даної роботи є теоретичне передбачення поведінки шумів у напівпровідниках зі структурою діркового телуру, які обумовлені флукутацією функції розподілу носіїв [5-7]. У попередній нашій роботі [7] показано, що спектральна густина флукутацій струму визначається через внутрішні параметри напівпровідника (такі, наприклад, як концентрація та рухливість носіїв струму, концентрація легуючої домішки, тощо). Крім цього, твердотільні прилади працюють при різних зовнішніх умовах, наприклад, знаходяться під впливом сильних електричного і магнітного полів, лазерного випромінювання, механічних напруг,

при низьких або високих температурах. Тому у кожному конкретному випадку можна враховувати вплив довільного із перерахованих внутрішніх або зовнішніх параметрів на величину шуму. Нами, зокрема, в якості керуючого параметра вибрана зміна температури.

У роботі [7] показано, що у довгохвильовому наближенні при нехтуванні просторовою кореляцією спектральна інтенсивність флуктуацій струму описується виразом:

$$\left\langle \delta j_z^2 \right\rangle_{\omega} = \frac{2}{V_0} \frac{\operatorname{Re} C \operatorname{Re} D + \operatorname{Im} C \operatorname{Im} D}{\operatorname{Re}^2 D + \operatorname{Im}^2 D}, \quad (1)$$

де

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} C &= e_0^2 a_0^2 \omega^2 n \tilde{a}_0^y + \left[\sigma_{zz}^2 \left(\omega^2 \tilde{a}_0^y \tilde{a}_0^z - L_{00}^{yy} L_{00}^{zz} - e_0^2 a_0^2 B_x^2 \right) - \right. \\ &\quad \left. - e_0 a_0 \sigma_{zz} \left(L_y - e_0 n Z - \sigma_{zz} B_x \right) + 2 \omega^2 \tilde{a}_0^y A_z + \right. \\ &\quad \left. + L_{00}^{yy} \left(e_0 n - L_z \right) \right] E_z^2 + e_0 \sigma_{zz}^2 A_z \left(L_{00}^{yy} - Z e_0 a_0 B_x \right) E_z^4, \\ \operatorname{Im} C &= \omega \left\{ e_0^2 a_0^2 n L_{00}^{yy} + \left[\sigma_{zz}^2 \left(\tilde{a}_0^y L_{00}^{zz} + \tilde{a}_0^z L_{00}^{yy} \right) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - e_0 a_0 \sigma_{zz} \left(\tilde{a}_0^y \left(L_z - e_0 n \right) + 2 L_{00}^{yy} A_z \right) \right] \right\} E_z^2 - \sigma_{zz}^2 e_0 \tilde{a}_0^y A_z E_z^4, \\ \operatorname{Re} D &= \omega^2 n \left(\tilde{a}_0^y L_{00}^{zz} + \tilde{a}_0^z L_{00}^{yy} \right) - \omega^2 A_z \left(L_{00}^{yy} A_z + \tilde{a}_0^y L_z \right) E_z^2, \\ \operatorname{Im} D &= \omega \left\{ n \left(L_{00}^{yy} L_{00}^{zz} - \omega^2 \tilde{a}_0^y a_0^z + e_0^2 a_0^2 B_x^2 \right) + \right. \\ &\quad \left. + A_z \left[e_0 a_0 B_x \left(L_y - \sigma_{zz} B_x \right) + \omega^2 \tilde{a}_0^y A_z - L_{00}^{yy} L_z \right] \right\} E_z^2. \end{aligned} \quad (2)$$

У виразах (2) введені наступні позначення [8]: L_{00}^{yy} , L_{00}^{zz} - матричні елементи оператора розсіювання носіїв, σ_{zz} - компонента тензора електропровідності кристалу, n - концентрація носіїв, $a_0 = nk_0 T$, V_0 - об'єм кристалу, \tilde{a}_0^y , \tilde{a}_0^z - інтеграли, значення яких

залежать від температури; L_y, L_z, A_z та Z - складні функції температури і величини зовнішнього електричного поля E_z , а B_x - індукція зовнішнього магнітного поля. Позначення інших величин загальноприйняті.

Легко показати, що в наближенні, $E_z \rightarrow 0, B_x \rightarrow 0$ вираз (1) набуває вигляду:

$$\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega = C_0 \cdot \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3)$$

де $\tau = \frac{\tilde{a}_0^z}{L_{00}^{zz}}$ - величина, еквівалентна часу релаксації флуктуаційного процесу, а

$$C_0 = \frac{2e_0^2 a_0^2}{V_0 L_{00}^{zz}} - \quad (4)$$

має розмірність квадрату густини струму. Формула (3) по суті співпадає з формулою для генераційно - рекомбінаційних шумових процесів [1].

У стаціонарному стані при наявності слабкого електричного $E_z \rightarrow 0$ і довільного за величиною неквантуючого магнітного поля B_x вираз (1) перепишеться наступним чином:

$$\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega = C_0 \cdot \frac{\tau}{1 + \frac{e_0^2 a_0^2}{L_{00}^{yy} L_{00}^{zz}} B_x^2}. \quad (5)$$

З (5) слідує, що з ростом магнітного поля спектральна густина флуктуацій струму зменшується пропорційно B_x^2 . При цьому видно, що величина $\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega$ не залежить від типу механізмів розсіювання носіїв, що діють у тому напрямку, в якому прикладене зовнішнє магнітне поле.

При зростанні величини електричного поля інтенсивність

флуктуації струму зростає так, що в граничному випадку гріючого поля ($E_z \rightarrow \infty$) згідно з (1) матимемо:

$$\left\langle \delta j_z^2 \right\rangle_{\omega} = f(T, L, n) \cdot E_z^2, \quad (6)$$

де $f(T, L, n)$ є складною функцією, залежною від концентрації носіїв, домінуючих механізмів розсіювання та температури.

Слід зауважити, що формули (5) та (6) по суті узагальнюють відомі літературні результати (див., наприклад, [1-4]) на випадок анізотропних напівпровідників. При цьому вирази (1), (3)-(6) носять загальний характер, оскільки при їх виведенні не конкретизувалися механізми розсіювання носіїв, закон дисперсії їх енергії та зонна структура досліджуваного матеріалу. Тому вони можуть бути використані при аналізі флуктуаційних явищ, як у напівпровідниках, так і у металах і напівметалах. У випадку кристалів зі складною зонною структурою ці вирази необхідно просумувати по всім енергетичним екстремумам у відповідності з методикою, викладеною у [8].

У якості прикладу застосуємо одержані вирази для дослідження флуктуаційних явищ у напівпровіднику зі структурою діркового телуру [8]. Вирази дисперсійних співвідношень для дірок верхньої валентної зони та електронів двох нижніх двічі вироджених зон провідності телуру є суттєво анізотропними та непараболічними і наведені, наприклад, у [8]. Прийmemo також, що рівняння електронейтральності крім концентрації електронів і дірок враховує наявність повністю виснаженого акцепторного рівня. У відповідності з [8] будемо вважати, що домінуючим механізмом розсіювання носіїв у телурі є полярні оптичні фонони трьох поляризацій. При цьому нехтуватимемо взаємодією носіїв між собою. У такому випадку вирази, що описують електроперенесення електронів і дірок будуть незалежними між собою. Для спрощення розрахунків анізотропію та непараболічність законів дисперсії енергії носіїв у телурі будемо враховувати тільки при розрахунках концентрацій електронів і дірок та матричних елементів $a_0, \tilde{a}_0^y, \tilde{a}_0^z$ у формулі (1). При розрахунках матричних елементів оператора розсіювання дірок на полярних оптичних фонах закон дисперсії

дірок вважатимемо анізотропним параболічним. Таке наближення часто використовується при розгляді флуктуаційних явищ (див., наприклад, [6]). Значення всіх необхідних для розрахунків параметрів напівпровідникового телуру наведені у [8].

На рис.1 зображена залежність густини флуктуацій діркового струму у телурі, отримана у наближенні $V_x \rightarrow 0$ при фіксованих значеннях частоти. Видно, що при $\omega < 8 \cdot 10^{11} \text{c}^{-1}$ величина $\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega$ є монотонно зростаючою функцією температури. Із збільшенням частоти ця залежність набуває вигляду кривої із максимумом. Важливо, що при зростанні ω максимум на залежності $\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega = f(T)$ зміщується у низькотемпературну область. Для $T < 95 \text{ K}$

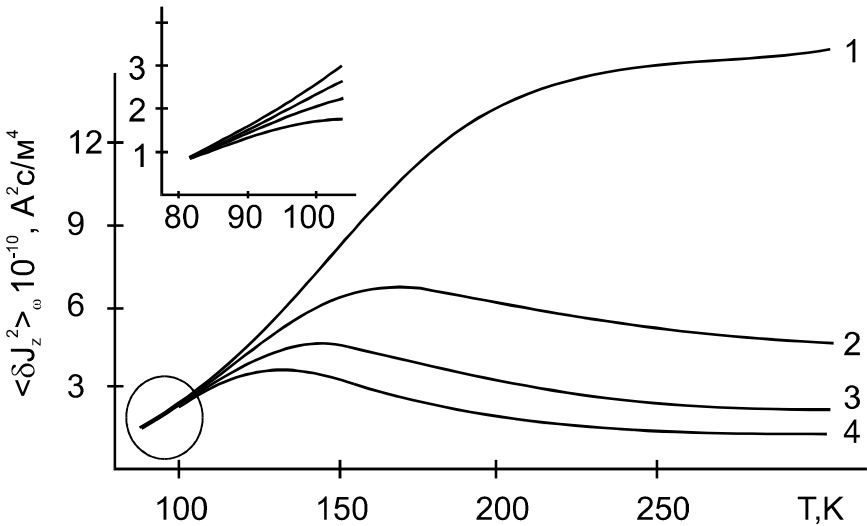


Рис. 1. Температурна залежність спектральної густини флуктуацій струму у телурі при фіксованих значеннях частоти ω :

1- $8 \cdot 10^{11} \text{c}^{-1}$, 2- $9 \cdot 10^{11} \text{c}^{-1}$, 3- $1 \cdot 10^{12} \text{c}^{-1}$, 4- $1,1 \cdot 10^{12} \text{c}^{-1}$.

На вставці - збільшене зображення виділеної ділянки залежності спектральної густини флуктуацій струму від температури

стає майже лінійною (див. вставку на рис.1). При цьому із збільшенням частоти коефіцієнт пропорційності зменшується. Така поведінка величини $\langle \delta J_z^2 \rangle_\omega$ із зміною температури пов'язана, на нашу думку, із нелінійною температурною залежністю часу релаксації τ у телурі.

Подібна температурна залежність шумової характеристики описана в [4] і має місце для генераційно - рекомбінаційного шуму. Слід зауважити, що величина інтенсивності досліджуваних нами флуктуацій більше ніж на 5 порядків (в залежності від температури) перевищує інтенсивність генераційно - рекомбінаційного шуму, який проявляється, в основному, при $\omega \leq 10^6 \text{ c}^{-1}$.

Спектр шуму діркового струму у телурі при фіксованих значеннях температури приведений на рис.2. Видно, що для всіх

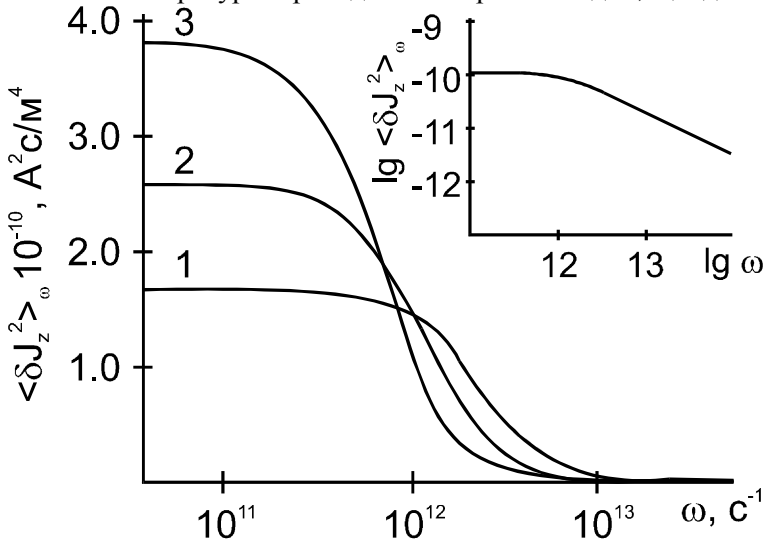


Рис. 2. Спектр флуктуацій струму у телурі при фіксованих значеннях температури: 1-90 К, 2-100 К, 3-110 К.

На вставці - спектр флуктуації струму у подвійному логарифмічному масштабі для $T=100 \text{ К}$.

температур в області частот ($\omega \leq 10^{11} \text{с}^{-1}$) величина $\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega$ не залежить від частоти, а при частотах $\omega > 8 \cdot 10^{11} \text{с}^{-1}$ зменшується з частотою. При цьому, чим вища температура, тим різкіший частотний спад інтенсивності флуктуацій. Аналогічний результат спостерігався і на зразках n-GaAs [9] для генераційно - рекомбінаційного шуму, обумовленого рекомбінацією через рівні пасток. Важливо, що для р-Те існує частотний інтервал, на якому $\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega \sim 1/\omega$ (див. вставку на рис.2). Зауважимо, що $1/\omega$ - шум можна отримати із спектра генераційно - рекомбінаційного шуму при певному розподілі постійних часу поверхневої релаксації τ [1]. Отриманий нами результат свідчить на користь дослідників, котрі вважають, що $1/\omega$ - шум обумовлений об'ємними, а не поверхневими властивостями матеріалу [10]. Таким чином, результати даної роботи показують, що температурна та частотна залежності флуктуацій струму у телурі при врахуванні анізотропії та непараболічності законів дисперсії енергії електронів і дірок у наближенні домінуючого розсіювання дірок на полярних оптичних фонах подібні до існуючих у літературі даних і отриманих для генераційно - рекомбінаційних шумів (різниця заключається тільки у величинах інтенсивності спектральних характеристик та частотних інтервалів).

Це означає, що коректне визначення природи шуму можливе тільки на основі співставлення експериментальних даних з результатами адекватних теоретичних моделей. Наявність на спектральних залежностях ділянки з $\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega \sim 1/\omega$ створює можливість дослідження природи $1/\omega$ - шуму шляхом вивчення шумових характеристик телуру. Слід зазначити, що низькочастотні флуктуації провідності телуру досліджувались в [11].

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ван-дер-Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках.- М.: Иностран. л-ры, 1961.- 232 с.
2. Дыкман И.М., Томчук П.М. Явления переноса и флуктуации в полупроводниках.- Киев.: Наук. думка, 1981.- 320 с.

3. Тарасенко А.А., Томчук П.М., Чумак А.А. Флуктуации в объеме и на поверхности твердых тел.- Киев.: Наук. думка, 1992.- 251 с.
4. Лукьянчикова Н.Б. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах.- М.: Радио и связь, 1990.- 296 с.
5. Гуревич В.Л., Катилос Ф. К теории горячих электронов в анизотропном полупроводнике // ЖЭТФ.-1965.-**49**,№4(10).- С.1145-1156.
6. Шендеровский В.А. Флуктуации тока в вырожденных полупроводниках в сильном электрическом поле. // УФЖ.-1971.- **16**, №11.-С.1907-1911.
7. Горлей П.Н., Григоришин А.Н. Гальваномагнитные явления и флуктуации тока горячих носителей в кристаллах низкой симметрии // Неорган. материалы.- 1995.-**31**, №10.-С.1373-1376.
8. Горлей П.Н., Радченко В.С., Шендеровский В.А. Процессы переноса в теллуре.- Киев: Наук. думка, 1987.- 280 с.
9. Copeland J. A. Semiconductor Impurity analysis from Low-Frequency Noise Spectra // IEEE Trans.-1971.-**ED-18**, №1.-P.50-53.
10. Дьяконова Н.В., Левинштейн М.Е., Румянцев С.Л. Природа объемного $1/f$ - шума в GaAs и Si // ФТП.-1991.-**25**, №12.- С.2065-2104.
11. Корнфельд М.И., Мирлин Д.Н. Температурная зависимость низкочастотных флуктуаций проводимости в теллуре. // Физика твердого тела (сборник статей, вып.II).- Ленинград: Изд-во АН СССР, 1959.-С.251-257.

SUMMARY

GORLEY P.M., GRYGORISHYN O.M., ROZHDESTVENS'KA M.G. THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF CURRENT DENSITY FLUCTUATION IN TELLURIUM

The temperature and frequency dependence of hole current fluctuations in tellurium have been investigated in this paper. It was shown, that taking into account dominative scattering of holes on polar optic phonons of three polarization directions one can observe the region which corresponds to $1/\omega$ noise on the spectral curve of fluctuation intensity.