УДК 621.315
ББК 22.371

М.А. Рувінський, О.М. Возняк, Б.М. Рувінський

ВПЛИВ ФЛУКТУАЦІЙ СПІН-ОРБІТАЛЬНОЇ ВЗАЄМОДІЇ НА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ КВАНТОВОГО НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ДРОТУ

Отримані вирази для часу релаксації, рухливості електронів і статичної електропровідності вздовж напівпровідникового квантового дроту, зумовлені одномірними гауссівськими флуктуаціями спін-орбітальної взаємодії електронів дроту. Для невиродженої статистики носіїв струму при низьких температурах (T) рухливість електронів $u_n \propto T^{-1/2}$.

Ключові слова: *квантовий напівпровідниковий дріт, одномірні гауссівські флуктуації, рухливість електронів, статична електропровідність.*

Урахування впливу спін-орбітальної взаємодії є необхідним у багатьох проблемах фізики твердого тіла [1–3]. У зв'язку з досягненнями сучасних технологій актуальними стають дослідження низькорозмірних систем, в яких яскраво виявляються ефекти квантування електронного енергетичного спектра та спін-орбітальної взаємодії. Завдяки останнім народжується нова галузь твердотільної електроніки, названа "спінтронікою", з якою пов'язують надії на створення нових електронних приладів і нових пристроїв для квантових обчислень на основі управління спіновим ступенем вільності носіїв заряду [4; 5]. Існуючі технології не виключають можливості впливу різноманітних флуктуацій у квазіодновимірних системах наноелектроніки. У [6] було досліджено вплив на статичну електропровідність випадкового поля, зумовленого флуктуаціями товщини квантового напівпровідникового дроту. Метою даної роботи є визначення впливу можливих одномірних гауссівських флуктуацій спін-орбітальної взаємодії на статичну електропровідність уздовж дроту.

Розглянемо модель квантового напівпровідникового дроту з поперечними розмірами, обмеженими за товщиною d (у напрямку координатної осі z) одномірною потенціальною ямою $V(z)$ з нескінченно високими стінками та за шириною (у напрямку y) параболічним потенціалом βy^2 ($\beta > 0$). В одноелектронному наближенні [7] гамільтоніан системи має такий вигляд

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{U}_{so}, \tag{1}$$

де

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(z) + \beta y^2 \tag{2}$$

– гамільтоніан незбуреної задачі,

$$V(z) = \begin{cases} 0, & -d/2 \le z \le d/2, \\ \infty, & z < -d/2,\ z > d/2, \end{cases} \tag{3}$$

m – ефективна маса електрона провідності,

$$\hat{U}_{so} = [\gamma + \xi(x)][\hat{\sigma}_x \hat{p}_x(\hat{p}_y^2 - \hat{p}_z^2) + \hat{\sigma}_y \hat{p}_y(\hat{p}_z^2 - \hat{p}_x^2) + \hat{\sigma}_z \hat{p}_z(\hat{p}_x^2 - \hat{p}_y^2)] \tag{4}$$

– оператор спін-орбітальної взаємодії для об'ємного нецентроінверсного напівпровідника A_3B_5 за механізмом Дрессельхауз [1, 4, 5] із врахуванням одномірної (уздовж осі дроту x) випадкової флуктуації $\xi(x)$, $\hat{\sigma}_j$ ($j = x, y, z$) – матриці Паулі, $\hat{p}_j = -i\hbar(\partial/\partial x_j)$ – оператори складових імпульсу електрона. Спін-орбітальну взаємодію (4) вважаємо збуренням, що спричинює квантові переходи в трансляційному русі вздовж дроту зі зміною орієнтації спіну носія струму. Обмежимось внеском в електропровідність нижнього квантово-розмірного рівня енергії поперечного руху електрона. У наближенні врахування станів електрона з певною парністю по осі z хвильова функція незбуреної задачі має вигляд:

$$\Psi_{k_x\uparrow}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{2}{\pi^{1/2} L d y_0}} \exp\left(ik_x x - \frac{y^2}{2y_0^2}\right) \cos\frac{\pi}{d} z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{5}$$

де L – довжина дроту ($L >> d$), $y_0 = \hbar^{1/2}(2m\beta)^{-1/4}$. Енергія електрона в стані (5):

$$E(k_x) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2} + \hbar(\beta/2m)^{1/2}. \tag{6}$$

Обернений час релаксації електрона вздовж дроту з поворотом спіну

$$\frac{1}{\tau_n(k_x)}=\frac{2\pi}{\hbar}\sum_{k_x'}<<|\langle k'_{x,\downarrow}|\bar{U}_{so}|k_{x,\uparrow}\rangle|^2>>\left(1-\frac{k'_x}{k_x}\right)\delta[E(k_x)-E(k'_x)], \tag{7}$$

де подвійні дужки мають зміст усереднення за випадковою флуктуацією $\xi(x)$. Флуктуації $\xi(x)$ будемо вважати гауссівськими:

$$<<\xi(x)\xi(x')>>=\Delta^2\exp\left[-\frac{(x-x')^2}{2\Lambda^2}\right],$$
$$<<\xi(x)>>=0. \tag{8}$$

Після обчислень (7) з урахуванням (4) і (8) знаходимо остаточний результат для часу релаксації:

$$\frac{1}{\tau_n(k_x)}=2\sqrt{2\pi}\hbar^3 m\Delta^2\Lambda\left(\frac{\pi^2}{d^2}-\frac{3}{2y_0^2}\right)^2|k_x|\exp(-2\Lambda^2k_x^2). \tag{9}$$

Для електронної провідності з кінетичного рівняння Больцмана в наближенні часу релаксації [7, 8] маємо:

$$\sigma_n=\frac{2\hbar^2e^2}{m^2}\int_0^\infty\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)k_x^2\tau_n(|k_x|)dk_x, \tag{10}$$

де $f_0=[\exp((\varepsilon_{k_x}-\mu)/k_BT)+1]^{-1}$ – функція розподілу Фермі – Дірака, $\varepsilon_{k_x}=(\hbar k_x)^2/2m$ – кінетична енергія руху електрона з ефективною масою m вздовж дроту, μ – хімічний потенціал, відрахований від квантово-розмірного рівня руху електрона поперек дроту; $2\sum_{k_x}f_0(k_x)=N$ – повна кількість електронів дроту, e – абсолютна величина заряду електрона.

Після підстановки (9) у (10) і проведення розрахунку за допомогою [9] отримаємо:

$$\sigma_n=\frac{e^2}{\hbar^3m^2\Delta^2\Lambda}\left(\frac{\pi^2}{d^2}-\frac{3}{2y_0^2}\right)^{-2}\frac{\exp(\mu/k_BT)}{\sqrt{2\pi}(1-\beta)}\times$$
$$\times F(2,\ 1-\beta;\ 2-\beta;\ -\exp(\mu/k_BT)), \tag{11}$$

$$\beta=(4m\Lambda^2k_BT/\hbar^2). \tag{12}$$

F – гіпергеометричний ряд [9, 10]. Формули (11), (12) дійсні при β < 1, що пов’язано з тим, що час релаксації (9) експоненціально зростає з енергією електрона. Тому для ефективного розсіяння на гауссівських флуктуаціях важливим є те, щоб “теплова” довжина хвилі де Бройля носія заряду перевищувала величину кореляційного радіуса Λ. Ще одне обмеження пов’язане з вибором нескінченної верхньої межі в інтегралі (10), коли $[(\hbar^2/2mk_BT)-2\Lambda^2](\pi/\ell)^2>>1$, де ℓ – стала гратки вздовж осі дроту.

Використовуючи відомі властивості гіпергеометричного ряду [9, 10], з (11), (12) можна визначити рухливість електрона u_n вздовж осі дроту з поворотом спіну для різних граничних випадків. Для невиродженої статистики носіїв струму

$$u_n=\frac{e\left(\frac{\pi^2}{d^2}-\frac{3}{2y_0^2}\right)^{-2}(1-\beta)^{-1}}{2\hbar^2m^{5/2}\Delta^2\Lambda(k_BT)^{1/2}}, \tag{13}$$

тобто в низькотемпературній ділянці невиродженого дроту $u_n\propto T^{-1/2}$. За температурною залежністю рухливості це нагадує п’єзоелектричне розсіяння на акустичних фононах [11] для тривимірних напівпровідникових матеріалів.

Для виродженого дроту в граничному випадку низьких температур, коли $(k_BT/\mu)<<1$, електропровідність уздовж осі дроту:

$$\sigma_n \approx \frac{e^2\left(\frac{\pi^2}{d^2}-\frac{3}{2y_0^2}\right)^{-2}}{\sqrt{2\pi\hbar^3 m^2\Delta^2\Lambda}}\exp(4\pi\mu\Lambda^2/\hbar^2). \tag{14}$$

Температурна залежність σ_n визначається хімічним потенціалом одновимірного електронного газу:

$$\mu(T)\approx\mu_0\left[1+\frac{\pi^2}{12}\left(\frac{k_BT}{\mu_0}\right)^2\right], \tag{15}$$

$$\mu_0=\frac{\hbar^2}{8m}(\pi n)^2, \tag{16}$$

де $n = N/L$ – кількість електронів на одиниці довжини дроту.

Зауважимо, що отримані температурні залежності статичної електропровідності вздовж напівпровідникового квантового дроту при розсіянні з поворотом спіну електрона внаслідок одномірних гауссівських флуктуацій спін-орбітальної взаємодії суттєво відрізняються від випадку розсіяння без зміни орієнтації спіну, зумовленого випадковим полем гауссівських флуктуацій товщини [6] дроту.

1. Dresselhaus G. Spin-orbit coupling effects in Zinc Blende structures // Phys. Rev. – 1955. – V.100. – №2. – P.580–586.
2. Рашба Э.И. Свойства полупроводников с петлей экстремумов // ФТТ. – 1960. – Т.2. – №6. – С.1224–1237.
3. Возняк О.М. Врахування впливу спін-орбітальної взаємодії на енергетичний спектр ідеальних кристалів та невпорядкованих твердих тіл у методі сильного зв'язку // Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – Т.6. – №3. – С.351–361.
4. Магарилл Л.И., Чаплик А.В. Спин-зависимая локализация электронов в кристаллах // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – Т.81. – №4. – С.198–202.
5. Efros Al.L., Rashba E.I. Theory of electric dipole spin resonance in a parabolic quantum well // Phys. Rev. – 2006. – V.73. – P.165325-1–165325-19.
6. Рувинский М.А., Рувинский Б.М. О влиянии флуктуаций толщины на статическую электропроводность квантовой полупроводниковой проволоки // ФТП. – 2005. – Т.39. – №2. – С.247–250.
7. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. – М.: Наука, 1978. – 616 с.
8. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. – М.: Наука, 1984. – 352 с.
9. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев А.И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. – М.: Наука, 1981. – 800 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. – М.: Наука, 1974. – 752 с.
11. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977. – 672 с.

The expressions for a relaxion time, an electron mobility and static electroconductivity along a semiconductor quantum wire conditioned by one-dimensional Gaussian fluctuations of spin-orbital interaction wire electrons are obtained. For nondegenerate statistics of carriers at low temperatures statistics of carriers at low temperatures (T) the electron mobility $u_n \propto T^{-1/2}$.

Key words: *quantum semiconductor wire, one-dimensional Gaussian fluctuations, electron mobility, static electroconductivity.*

УДК 621.315.592

ББК 22.379.23

О.М. Возняк, Л.І. Никируй, О.І. Ільків

ВАРІАЦІЙНИЙ ПІДХІД ДО РОЗГЛЯДУ ЯВИЩ ПЕРЕНОСУ В НАПІВПРОВІДНИКАХ НА ОСНОВІ КІНЕТИЧНОГО РІВНЯННЯ БОЛЬЦМАНА (І)

Розглянуто загальний підхід до опису нерівноважних процесів у напівпровідниках. Зроблено аналіз варіаційного підходу до розгляду явищ переносу на основі кінетичного рівняння Больцмана. Наведено матричні елементи оператора зіткнень для різних механізмів розсіювання.

Ключові слова: *явища переносу, кінетичне рівняння Больцмана, варіаційний метод, рухливість носіїв.*