

МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ И ПЛЁНКИ

PACS numbers: 72.10.Fk, 72.15.Eb, 73.25.+i, 73.50.Bk, 73.61.At, 85.40.Xx

Вплив неоднорідностей поверхні на умови перенесення заряду в ультратонких плівках металів

Р. І. Бігун, З. В. Стасюк

*Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Драгоманова, 50,
79005 Львів, Україна*

У межах Больцманової моделі розвинуто модель провідності ультратонких плівок металів у режимі квантового перенесення заряду. Флуктуації межі плівки металу радикально змінюють енергетичний спектр електронів у тонкій плівці металу та, відповідно, умови розсіювання носіїв струму в режимі квантового перенесення заряду. У межах розвинутої моделі розраховано розмірну залежність питомої провідності. Підтверджено придатність одержаних виразів для пояснення експериментальних даних. Зокрема, для суцільнометалевих плівок CoSi_2 результати розрахунку дозволяють кількісно описати експериментальну розмірну залежність питомої провідності та оцінити середню квадратичну амплітуду поверхневих неоднорідностей. У межах перколяційної моделі встановлено мінімальну товщину прояву металевого характеру провідності в ультратонких плівках CoSi_2 , яка становить 2 нм.

В рамках модели Больцмана развита модель проводимости ультратонких плёнок металлов в режиме квантового переноса заряда. Малые изменения границы плёнки металла радикально меняют энергетический спектр электронов в тонкой плёнке металла и, соответственно, условия рассеяния носителей тока в режиме квантового переноса заряда. В рамках развитой модели получена размерная зависимость удельной проводимости металлической плёнки. Установлена пригодность полученных выражений для объяснения экспериментальных данных. В частности, для сплошных металлических плёнок CoSi_2 результаты расчёта позволяют количественно описать экспериментальную размерную зависимость удельной проводимости и оценить среднюю квадратичную амплитуду поверхностных неоднородностей. В рамках перколяционной модели рассчитана минимальная толщина проявления металлического характера проводимости в ультратонких плёнках CoSi_2 , которая составляет 2 нм.

The quantum electronic-transport model of ultrathin-metal-film conductivity is developed within the scope of the Boltzmann theory. The fluctuations of

metal-film boundary drastically change electron energy spectrum in thin metal film. These changes determine the conditions of electron scattering in the mode of quantum charge transfer. Size dependence of metal-film conductivity is calculated within the framework of the developed model. Within the scope of our theoretical approach, we can estimate the average amplitude of surface fluctuations in continuous metal films, which has a good agreement with STM surface investigation. The minimum thickness for manifestation of metallic conductivity in CoSi_2 films is calculated within the framework of the percolation model.

Ключові слова: тонкі металеві плівки, поверхнєве та зерномежове розсіювання.

(Отримано 7 квітня 2014 р.)

1. ВСТУП

Швидкий розвиток сучасної мікро- та наноелектроніки вимагає зменшення геометричних розмірів електричних контурів та підвищення їхньої ефективності і надійності в ході експлуатації. Зменшення лінійних розмірів провідників збільшить щільність елементів на робочій поверхні інтегральних схем і, таким чином, підвищить швидкодію цих систем. Очікується, що в найближчі роки середні лінійні розміри елементів будуть зменшені до 20 нм [1]. При таких розмірах елементів вплив розмірного ефекту стає переважаючим, оскільки поверхнєве розсіювання залишається єдиним механізмом релаксації носіїв струму. При кількісному описі явищ перенесення заряду в цих системах особливо важливою є інформація про вплив неоднорідностей поверхні на енергетичний стан електронної підсистеми в плівці металу та характер процесів розсіювання носіїв струму цими неоднорідностями. Квантово-механічна задача щодо стану електронної підсистеми при наявності макроскопічних поверхневих неоднорідностей є достатньо складною, оскільки неможливо одержати точні розв'язки рівняння Шредингера (власні хвильові функції та власні значення енергії). Можна говорити лише про одержання наближених асимптотичних розв'язків цього рівняння, які в даний час є предметом досліджень багатьох авторів, зокрема [2–4]. На основі результатів таких досліджень здійснюють також розгляд процесів електрон-поверхневого розсіювання та досліджують їхній вплив на явища перенесення в плівках.

Першою послідовною теорією явищ перенесення заряду в суцільних зразках обмежених розмірів була квазикласична теорія Фукса–Зондхаймера [5]. Ця теорія трактувала металеву плівку у вигляді однорідного ізотропного пласкопаралельного шару Зоммерфельдівського металу з поверхневими неоднорідностями атомного масштабу (точкові дефекти). Розсіювання носіїв струму цими дефекта-

ми було додатковим до основного об'ємного розсіювання, і його вплив враховували шляхом введення феноменологічного коефіцієнта дзеркальності p ($0 \leq p \leq 1$). Величина p характеризує частку електронів провідності відбитих поверхнею дзеркально. Вважалось, що при $p = 1$ в плівці відсутні розмірні зміни кінетичних коефіцієнтів. Займан [5] вперше уточнив, що величина p не може бути сталою, оскільки результат окремого акту розсіювання повинен залежати від кута падіння електрона на поверхню, а тому усереднено величина p повинна бути функцією товщини плівки d . На поверхні реальної плівки металу поряд з точковими дефектами звичайно присутні макроскопічні неоднорідності, вплив яких на перенесення заряду в межах квазикласичних підходів враховано в теоріях Намба та Віссмана [6]. Згадані підходи є уточненнями теорії Фукса–Зондхаймера, вони з достатнім ступенем надійності придатні для опису властивостей плівок відносно великих товщин, коли $d \geq \lambda$ (тут λ — середня довжина вільного пробігу вільних електронів).

Квантово-механічні підходи базуються на дослідженні Гамільтоніана H електронної підсистеми зразка, обмеженого двома неоднорідними поверхнями. Вплив поверхневих неоднорідностей на розсіювання електронів враховували за допомогою адитивного доданку δH до Гамільтоніана H_0 електронної підсистеми, обмеженої двома паралельними площинами. Розрахунок електропровідності системи з неоднорідними поверхнями розглядають у межах теорії збурень в наближенні малої шорсткості ($h \ll d$), зокрема, це стосується моделей TJT [7], TA [8], FC [9], SHW [10] та mSHW [11]. Згідно з квантово-механічною моделлю, на розмірних залежностях питомої провідності плівок повинні спостерігатись осциляції з періодом, що дорівнює половині довжини де Бройлевої хвилі електрона. Ці осциляції зумовлені інтерференцією спадних та відбитих поверхнею електронних хвиль [12], аналогічно до появи осциляцій, які спостерігаються в плівках напівпровідників та напівметалів [13, 14]. У реальних плівках металів експериментально осциляції не спостерігаються, що зумовлено як недостатньою точністю вимірювання відповідних величин (в першу чергу товщини плівки), так і тим фактом, що лінійні розміри поверхневих неоднорідностей сумірні довжині де Бройлевої хвилі електронів провідності ($h \approx \lambda_D$), а також тим, що розміри неоднорідностей не можуть вважатись малими в порівнянні з товщиною плівки. Важливим фактом є те, що при товщинах плівок у декілька нанометрів вони не можуть вважатись однорідними суцільними зразками металу. Зазвичай у плівці існують тріщини та розриви, розміри яких близькі до її товщини d . Особливістю експериментальних розмірних залежностей питомої провідності плівок в умовах прояву квантового розмірного ефекту є більш сильна залежність цієї величини від товщини плівки, ніж у випадку класичного розмірного ефекту [15–19]. Зокрема, величину

«залишкову провідності» σ_{res} , обумовлену лише поверхневим розсіюванням носіїв струму, можна описати степеневу залежністю від d : $\sigma_{\text{res}} \propto d^\alpha$ (тут $2,1 \leq \alpha \leq 6$) на відміну від лінійної залежності $\sigma_{\text{res}} \propto d$ у випадку класичного розмірного ефекту. Зауважимо, що величина α для плівок даного металу залежить від розмірів кристаліта зразка. У роботі запропоновано модель квантового перенесення в тонких плівках з металевим характером провідності та здійснено розрахунок розмірної залежності провідності плівок CoSi_2 . Одержані теоретичні результати добре узгоджуються з результатами експериментальних розмірних залежностей плівок та окремими висновками сучасних теорій квантового розмірного ефекту.

2. МОДЕЛЬ КВАНТОВОГО ПЕРЕНЕСЕННЯ ЗАРЯДУ В УЛЬТРАТОНКІЙ МЕТАЛЕВІЙ ПЛІВЦІ МЕТАЛУ

2.1. Плівка з пласкопаралельними поверхнями

Розглянемо частинку в потенціалній ямі з безмежно високими стінками. Це означає, що частинка може знаходитись лише в плівці металу, не покидаючи її межі (адіабатне наближення). Нехай електронна підсистема знаходиться між двома пласкопаралельними площинами, одна з яких є площина XOY , а інша паралельна до неї на відстані d в напрямку осі OZ . В такому випадку власні функції та власні значення рівняння Шредингера будуть задаватись крайовими умовами. Вважаємо, що електронна хвиля є біжучою в площині, паралельній XOY , тоді:

$$\Delta\Psi_{n,k} = \varepsilon\Psi_{n,k}, \quad (1)$$

$$\Psi(x, y, 0) = \Psi(x, y, d) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial\Psi(x, y, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial\Psi(x, y, z)}{\partial z} \Big|_{z=d} = 0. \quad (3)$$

Розв'язок рівняння (1) має наступний вигляд:

$$\Psi_{n,k} = \sqrt{2/V} \sin(n\pi z/d) e^{i(k_x x + k_y y)}, \quad \varepsilon = \hbar^2 k^2 / (2m^*) + \varepsilon_0 n^2, \quad (4)$$

де $\varepsilon_0 = (\pi/d)^2 \hbar^2 / 2m^*$ — мінімальна енергія частинки в плівці металу товщиною d , m^* — ефективна маса носіїв струму, V — об'єм плівки металу.

Для хвильових функцій (4) густина електронних станів записується у вигляді:

$$g(\varepsilon) = 2V^{-1} \sum_{(k,n)} \delta(\varepsilon - \varepsilon_{k,n}) = \text{int} \left(\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0} \right) m^* / (\pi \hbar^2 d), \quad (5)$$

де $\text{int}(a)$ — ціла частина числа a . В основному стані середня густина електронних станів $n = \langle n(\mathbf{r}) \rangle$ надається виразом:

$$n = 2V^{-1} \int_0^{\infty} g(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (6)$$

Поведінку квазіімпульсу електрона можна оцінити з (4):

$$p = \sqrt{\hbar^2 k_F^2 + \hbar^2 (\pi n/d)^2}. \quad (7)$$

Вважаємо, що плівка металу є в контактi з великим канонічним ансамблем з постійним хімічним потенціалом таким чином, що із зміною товщини плівки густина електронних станів не змінюється. В адиабатному наближенні вираз (6) редукується до вигляду [8]:

$$\frac{n(d)}{n_0} = \frac{3}{2} N_c \left(\frac{\pi}{k_F d} \right) \left(1 - \frac{(N_c + 1)(2N_c + 1)}{6} \left(\frac{\pi}{k_F d} \right)^2 \right), \quad (8)$$

де $n_0 = k_F^2 / (3\pi^2)$ — густина електронних станів масивного зразка металу, $N_c = \text{int}(k_F d / \pi)$.

2.2. Плівка металу з неоднорідною поверхнею

Наявні на поверхні плівки металу неоднорідності призводять до локальної зміни товщини на величину h і тим самим викликають локальну флуктуацію енергії частинок δE . Вважаємо, що дані зміни є достатньо малими, такими, що при $h \rightarrow 0$, $\delta E \rightarrow 0$. Збурену енергію частинок можна описати наступною функцією:

$$E = \varepsilon + (\partial\varepsilon/\partial d)h. \quad (9)$$

Відповідно квазіімпульс електрона запишемо у вигляді:

$$p = \sqrt{\hbar^2 k_F^2 + \hbar^2 (\pi n/d)^2 [1 - 3h/d]}. \quad (10)$$

За аналогією з виразом (8) й з урахуванням (10) середня густина електронних станів $n = \langle n(\mathbf{r}) \rangle$ задається виразом:

$$\frac{n(d)}{n_0} = \frac{3}{2} N_c \left(\frac{\pi}{k_F d} \right) \left(1 - \frac{(N_c + 1)(2N_c + 1)}{6} \left(\frac{\pi}{k_F d} \right)^2 \right) \left[1 - 3 \frac{h}{d} \right]. \quad (11)$$

За низьких температур основним механізмом розсіювання електронів є розсіяння на статичних неоднорідностях. Розглянемо умови перенесення заряду в плівці металу в наближенні часу релакса-

ції τ . Нехай розсіювання електронів на точкових об'ємних дефектах описується за допомогою дельта-функції $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R})$ з амплітудою U_0 . Відповідно потенціал розсіювання системи запишемо:

$$U(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{N_i} U_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}). \quad (12)$$

Розсіювання на об'ємних дефектах спричинить розсіювання частинок між незбуреними власними станами електронів у плівці металу. В межах Борнового наближення ймовірність такого процесу можна оцінити:

$$\langle \mathbf{k}'n' | W | \mathbf{k}n \rangle = \frac{2\pi}{\hbar} \left[\frac{U_0}{V} \right]^2 |S_{nn'}(\mathbf{q})|^2 \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'n'} - \varepsilon_{\mathbf{k}n}), \quad (13)$$

де $S_{nn'}(\mathbf{q}) = 2 \sum_{k=1}^{N_k} \sin \left[\frac{n\pi z_k}{d} \right] \sin \left[\frac{n'\pi z_k}{d} \right] e^{-i\mathbf{q}\rho_k}$. Тоді ймовірність розсіювання в стані $|\mathbf{k}n\rangle$:

$$\frac{1}{\tau_{\mathbf{k}n}} = \sum_{\mathbf{k}'n'} \langle \mathbf{k}'n' | W | \mathbf{k}n \rangle_{\text{сеп}} = \frac{\pi}{\tau_0(\varepsilon_F)} \frac{\text{int}(\sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}n}/\varepsilon_0}) + 1/2}{k_F d}$$

або

$$\frac{\tau_0}{\tau_{\mathbf{k}n}} = \pi \frac{\text{int}(\sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}n}/\varepsilon_0}) + 1/2}{k_F d},$$

де $\tau_0(\varepsilon_F)$ — час релаксації носіїв струму при розсіюванні на об'ємних неоднорідностях густиною N_k [8].

Оцінку провідності в площині плівки металу здійснимо в межах Больцманової моделі:

$$\sigma_{\parallel} = \frac{2e^2}{V} \sum_{(k,n)} v_x^2 \tau_{\mathbf{k}n} \delta(\varepsilon_F - \varepsilon_{\mathbf{k}n}). \quad (14)$$

Після інтегрування за всіма значеннями квазіімпульсу електрона та підсумовування за дискретними індексами n вираз (14) набуває вигляду:

$$\frac{\sigma(d)}{\sigma_0} = \frac{n(d)\tau_{\mathbf{k}n}(d)}{n_0\tau_0}, \quad (15)$$

де $\sigma_0 = n_0 e^2 \tau_0 / m^*$ — Друде-провідність зразка, а $n(d)$ задається виразом (11). Вираз (15) придатний для опису результатів експериме-

нтального дослідження квантового перенесення заряду в плівках з металевим характером провідності.

3. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ МОДЕЛЬНОГО РОЗРАХУНКУ

Сучасні теорії квантового перенесення заряду в металевих плівках у якості тестового об'єкта для оцінки придатності моделі для пояснення експериментальних даних найчастіше використовують результати експериментального дослідження плівок CoSi_2 , вирощених на поверхні монокристалів кремнію. Плівки цього матеріалу є монокристалічними зразками з кубічною кристалічною ґратницею, період якої близький до періоду ґратниці кремнію. Електропровідність CoSi_2 має металічний характер. За гелієвої температури середня довжина вільного пробігу носіїв струму λ досягає 100 нм [5]. Оскільки середня довжина вільного пробігу носіїв струму в плівках цього матеріалу достатньо велика в порівнянні з товщиною плівки, близькою до 10 нм, переважаючим процесом розсіювання носіїв струму в таких умовах є поверхневе розсіювання ($\lambda \gg d$). Аналіз розмірних залежностей питомої провідності плівок CoSi_2 за допомогою виразів класичної теорії показав, що поверхневе відбивання носіїв струму практично дзеркальне $p = 0,9$, а середня амплітуда поверхневих неоднорідностей в межах Софферової моделі становить $h = 0,04$ нм [5]. Оцінка значення хвильового вектора Фермі k_F носіїв струму для плівки CoSi_2 дала величину $k_F = 2\pi/\lambda_D \cong 7,8 \text{ нм}^{-1}$ (де λ_D — довжина де Бройлевої хвилі носіїв струму). Наведені вище кінетичні параметри плівок CoSi_2 розраховано внаслідок усереднення експериментальних даних, одержаних різними авторами [11].

При використанні виразів квантово-механічних підходів для кількісного опису експериментальних даних однією з найважливіших проблем є вирішення питання щодо відповідності будови реальної плівки модельному уявленню, покладеному в основу теорії. Відомо, що всі згадані вище теорії розвинуті для суцільних шарів металу. Формування реальної плівки починається із зародження окремих острівців, які лише при певних критичних масових товщинах плівки контактують між собою, формуючи провідні канали з металевим характером провідності. Оцінити мінімальну товщину плівки, при якій спостерігається перехід від активаційного механізму перенесення заряду до металевого, можна із залежності опору плівки R від її товщини d в межах перколяційної моделі. Згідно з якою [20–22], залежність R плівки металу від товщини d можна представити деякою універсальною функцією товщини:

$$R(d) \propto (d - d_c)^{-\gamma}. \quad (16)$$

Вираз (16) одержано на основі припущення, що $(d - d_c) \propto (x - x_c)$,

де x — параметр, який характеризує ступінь заповненості підкладки металом, x_c — параметр перколяції, який відповідає ступеню заповненості поверхні підкладки, при якому острівці (кристаліти) сформують перший провідний канал. Очевидно, що x_c залежить від форми та розмірів кристалітів. Показник степеня у виразі (16) залежить від механізму формування та росту плівки. Згідно з [21–22], при двовимірному рості плівки (2D-перколяція) величина показника степеня γ змінюється в межах від 1 до 1,3, а у випадку 3D-перколяції величина γ , зазвичай, перевищує 1,5. Відповідно ступінь заповнення поверхні кристалітами $x_c \geq 0,3$ при 2D-перколяції, а для 3D-режиму росту $x_c \geq 0,5$. Мінімальна товщина d_c є критичною товщиною, при якій острівці металу фізично починають контактувати один з одним, утворюючи перший канал провідності (металева фаза плівки).

На рисунку 1 наведено в логарифмічному масштабі залежності опору R плівок CoSi_2 від зведеної товщини $(d - d_c)$ при $T = 4$ К. Величину d_c розраховують шляхом лінеаризації експериментальної розмірної залежності $R = R(d)$. Експериментальні точки, наведені на рисунку, взято з експериментальних даних різних авторів для питомого опору ρ плівок CoSi_2 , наведених в [11]. Аналіз залежності, показаної на рис. 1, дозволяє стверджувати, що перший канал провідності металевого характеру в плівках CoSi_2 виникає при товщинах плівки близьких до 2 нм, більше того, має місце 2D-перколяція, тобто пошаровий ріст плівки, оскільки показник степеня близький до одиниці і становить $\gamma = 1,1$. При товщині плівки $d = 2$ нм у плівці ще переважає активаційний характер перенесення заряду.

Згідно з висновками, наведеними в роботах з дослідження перко-

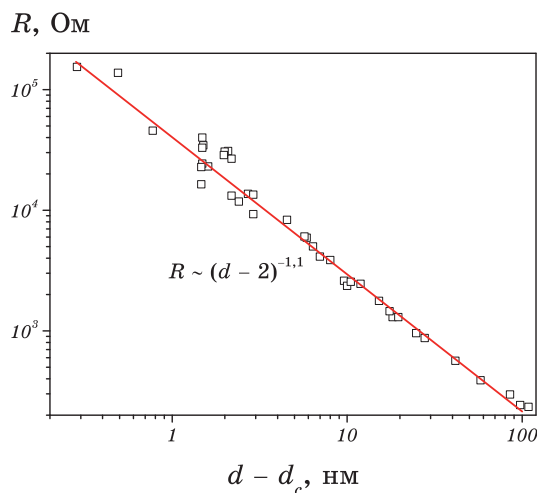


Рис. 1. Залежність $R = R(d - d_c)$ плівок CoSi_2 при $T = 4$ К.

ляційних явищ у плівках інших матеріалів [21–22], можна очікувати, що перехід до електрично суцільної плівки з чисто металевим характером провідності повинен спостерігатись при $d \geq 1,5-2,0d_c$. Тому використання теорій квантового розмірного ефекту для опису провідності плівок CoSi_2 коректне при товщинах, більших за 3 нм.

На рисунку 2 наведено розмірні залежності σ/σ_∞ плівки CoSi_2 при 4 К [11], суцільні лінії — відповідні криві, одержані на основі теоретичних моделей [7–11]. Величина σ_∞ — питома провідність плівки безмежної товщини ($d \rightarrow \infty$), структура якої ідентична будові плівки скінченної товщини d . Питома провідність σ_∞ розраховано з експериментальних даних на основі квазикласичних уявлень. Як параметр поверхневих неоднорідностей вибрано середньоквадратичне відхилення поверхневих неоднорідностей δ , тобто амплітуду відхилення поверхневих неоднорідностей від середнього значення товщини плівки металу. Крива 5 побудована на основі теоретичного виразу (15), одержаного нами при $h = 0,8$ нм. Величина h достатньо добре узгоджується з оцінкою даної величини в теоретичних підходах [6–10] та результатами дослідження плівок методами електронної мікроскопії на просвіт. Зауважимо, що в квантово-механічних підходах [6–10] вважається, що внески поверхневого та об'ємного розсіювання є незалежними. Тому повний опір плівки металу

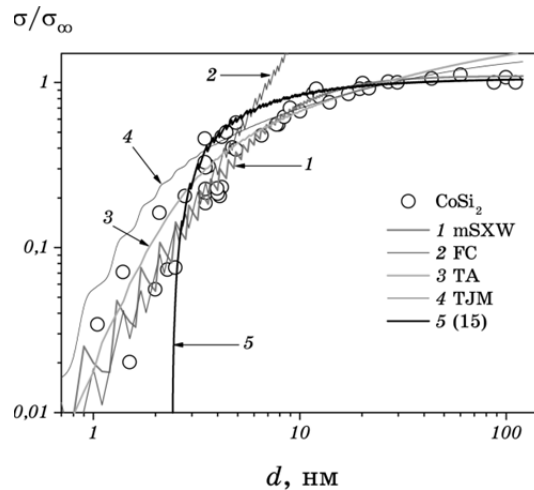


Рис. 2. Розмірні залежності σ/σ_∞ плівки CoSi_2 при 4 К [10] ($\sigma_\infty = 3,8 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $l = 100$ нм, $k_F = 7,85 \text{ нм}^{-1}$). Точки — експериментальні дані, суцільні криві — теоретичні моделі: 1 — mSXW(Gaussian) [9–10] ($\delta = 0,73$ нм, $\Delta = 0,73$ нм), 2 — FC [8] ($\delta = 0,75$ нм, $\Delta = 0,75$ нм), 3 — TA [7] ($\delta = 0,75$ нм), 4 — TJM [6] ($\delta = 0,75$ нм), 5 — теоретична модель (15) ($\delta = 0,8$ нм), Δ — кореляційна довжина при Гауссовому описі профілів поверхневих неоднорідностей.

в наближенні часу релаксації є пропорційним сумі середніх обернених значень часів релаксації носіїв струму в об'ємі та на поверхні плівки металу: $\langle 1/\tau \rangle = \langle 1/\tau_{\text{bulk}} \rangle + \langle 1/\tau_{\text{surf}} \rangle$. Даний підхід є суттю Матіссенівського закону. Проте, в [10] показано, що у випадку ультратонких плівок металів Матіссенівський закон не виконується. Причиною спостережуваної поведінки електронної підсистеми є той факт, що в режимі прояву квантового розмірного ефекту необхідно враховувати окремо квантові стани кожної з частинок, а тому вважати внески розсіювання частинок на об'ємних та поверхневих неоднорідностях як незалежні є некоректно. В запропонованій нами моделі розглянуто збурення енергетичних станів у всьому об'ємі плівки металу внаслідок того, що на поверхні плівки металу існують макроскопічні неоднорідності. Таким чином, внески розсіювання електронів на поверхневих та об'ємних неоднорідностях розглядаємо як одне ціле. З рисунка 2 видно, що в області малих товщин $d < 2,5$ нм хід експериментальних точок і теоретичних кривих (5) відрізняється. Спостережуване відхилення зумовлене структурною та електричною несучільністю плівки металу в області товщин $d < 2,5$ нм, а всі наявні квантово-механічні підходи розвинуто лише для структурно та електрично суцільних плівок металів.

4. ВИСНОВКИ

1. Розвинуто квантово-механічну модель перенесення заряду в тонких плівках металів. Розраховано величину середнього відхилення поверхневих неоднорідностей від середнього значення товщини плівки CoSi_2 ($h = 0,8$ нм), яка добре узгоджується з результатами оцінки цієї величини на основі сучасних моделей квантового розмірного ефекту в плівках металів та результатами прямих СТМ досліджень [6–10].

2. У межах перколяційного підходу розраховано мінімальну товщину прояву металевих характеристик провідності в плівці CoSi_2 , товщина якої становить 2 нм. Дана товщина відповідає фізичній межі застосовності наявних моделей до пояснення явищ квантового перенесення заряду в тонких плівках металів.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. R. Munoz, C. Arenas, G. Kremer, and L. Moraga, *J. Phys.: Condens. Matter*, **15**, No. 3: L177 (2003).
2. Y. Amirat, G. Chechkin, and R. Gadyl'shin, *Applicable Analysis*, **86**, No. 7: 873 (2007).
3. G. A. Chechkin, A. Friedman, and A. L. Piatnitski, *J. Math. Anal. Appl.*, **231**: 213 (1999).
4. D. I. Borisov and R. R. Gadyl'shin, *Theor. Math. Phys.*, **118**, No. 3: 272 (1999).

5. R. T. Tung, J. M. Poate, and F. C. Unterwald, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, No. 16: 1840 (1985).
6. М. Д. Бучковська, Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **35**, № 12: 1659 (2013).
7. Z. Tesanovic, M. Jaric, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B*, **57**, No. 21: 2760 (1986).
8. Z. Tesanovic, *Solid State Phys.*, **20**, No. 6: L829 (1987); N. Trivedi and N. W. Ashcroft, *Phys. Rev. B*, **4**, No. 17: 12298 (1988).
9. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, No. 11: 1302 (1989); idem, *Phys. Rev. B*, **43**, No. 14: 11581 (1991).
10. L. Sheng, D. Y. Xing, and Z. D. Wang, *Phys. Rev. B*, **51**, No. 11: 7325 (1995).
11. R. Munoz, G. Vida, G. Kremer, L. Moraga, and C. Arenas, *J. Phys.: Condens. Matter*, **11**: 299 (1999); R. Munoz, A. Concha, F. Mora, and R. Espejo, *Phys. Rev. B*, **61**, No. 7: 4514 (2000).
12. G. Fisher and H. Hoffman, *Z. Phys. B: Condens. Matter*, **39**, No. 4: 287 (1980).
13. Ю. Ф. Огрин, В. Н. Луцкий, М. У. Арифова, В. И. Ковалев, *ЖЭТФ*, **53**, № 4: 1218 (1967).
14. В. Б. Сандомирский, *ЖЭТФ*, **52**, № 1: 158 (1967).
15. M. Jalochowski and E. Bauer, *Phys. Rev. B*, **38**, No. 8: 5272 (1988); M. Jalochowski and E. Bauer, *Phys. Rev. B*, **37**: 8622 (1988).
16. A. Meyerovich and S. Stepaniants, *J. Phys. Condens. Matter*, **14**: 4287 (2002).
17. R. I. Bigun, Yu. A. Kunitsky, and Z. V. Stasyuk, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotekhnologii*, **8**, No. 1: 129 (2010).
18. Z. Stasyuk, M. Kozak, B. Penyukh, and R. Bihun, *J. Phys. Studies*, **7**, No. 2: 207 (2003).
19. Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, *Металлофиз. новейшие технол.*, **30**, № 6: 795 (2008).
20. M. Walther, D. Cooke, C. Sherstan, M. Hajar, M. Freeman, and F. Hegmann, *Phys. Rev. B*, **76**: 125408-1-9 (2007).
21. K. H. Han, Z. S. Lim, and Sung-Ik Lee, *Physica B*, **167**: 185 (1990).
22. Р. І. Бігун, М. Д. Бучковська, Н. С. Колтун, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **35**, № 1: 85 (2013).

REFERENCES

1. R. Munoz, C. Arenas, G. Kremer, and L. Moraga, *J. Phys.: Condens. Matter*, **15**, No. 3: L177 (2003).
2. Y. Amirat, G. Chechkin, and R. Gadyl'shin, *Applicable Analysis*, **86**, No. 7: 873 (2007).
3. G. A. Chechkin, A. Friedman, and A. L. Piatnitski, *J. Math. Anal. Appl.*, **231**: 213 (1999).
4. D. I. Borisov and R. R. Gadyl'shin, *Theor. Math. Phys.*, **118**, No. 3: 272 (1999).
5. R. T. Tung, J. M. Poate, and F. C. Unterwald, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, No. 16: 1840 (1985).
6. М. Д. Бучковська, Р. І. Бігун, З. В. Стасюк, and Д. С. Леонов, *Металлофиз. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 12: 1659 (2013) (in Ukrainian).
7. Z. Tesanovic, M. Jaric, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B*, **57**, No. 21: 2760 (1986).
8. Z. Tesanovic, *Solid State Phys.*, **20**, No. 6: L829 (1987); N. Trivedi and N. W. Ashcroft, *Phys. Rev. B*, **4**, No. 17: 12298 (1988).
9. G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, No. 11: 1302 (1989); idem,

- Phys. Rev. B*, **43**, No. 14: 11581 (1991).
10. L. Sheng, D. Y. Xing, and Z. D. Wang, *Phys. Rev. B*, **51**, No. 11: 7325 (1995).
 11. R. Munoz, G. Vida, G. Kremer, L. Moraga, and C. Arenas, *J. Phys.: Condens. Matter*, **11**: 299 (1999); R. Munoz, A. Concha, F. Mora, and R. Espejo, *Phys. Rev. B*, **61**, No. 7: 4514 (2000).
 12. G. Fisher and H. Hoffman, *Z. Phys. B: Condens. Matter*, **39**, No. 4: 287 (1980).
 13. Yu. F. Ogrin, V. N. Lutskij, M. U. Arifova, and V. I. Kovalev, *Zhurn. Eks. Teor. Fiz.*, **53**, No. 4: 1218 (1967) (in Russian).
 14. V. B. Sandomirskij, *Zhurn. Eks. Teor. Fiz.*, **52**, No. 1: 158 (1967) (in Russian).
 15. M. Jalochowski and E. Bauer, *Phys. Rev. B*, **38**, No. 8: 5272 (1988); M. Jalochowski and E. Bauer, *Phys. Rev. B*, **37**: 8622 (1988).
 16. A. Meyerovich and S. Stepaniants, *J. Phys. Condens. Matter*, **14**: 4287 (2002).
 17. R. I. Bigun, Yu. A. Kunitsky, and Z. V. Stasyuk, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **8**, No. 1: 129 (2010).
 18. Z. Stasyuk, M. Kozak, B. Penyukh, and R. Bihun, *J. Phys. Studies*, **7**, No. 2: 207 (2003).
 19. R. I. Bigun and Z. V. Stasyuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **30**, No. 6: 795 (2008) (in Ukrainian).
 20. M. Walther, D. Cooke, C. Sherstan, M. Hajar, M. Freeman, and F. Hegmann, *Phys. Rev. B*, **76**: 125408-1-9 (2007).
 21. K. H. Han, Z. S. Lim, and Sung-Ik Lee, *Physica B*, **167**: 185 (1990).
 22. R. I. Bigun, M. D. Buchkovs'ka, N. S. Koltun, Z. V. Stasyuk, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 1: 85 (2013) (in Ukrainian).