

PACS numbers: 72.10.Fk, 73.23.Ad, 73.25.+i, 73.50.Bk, 73.61.At, 73.63.Bd, 81.15.Kk

Вплив підшарів германію на металізацію плівок срібла

Р. І. Бігун¹, З. В. Стасюк¹, О. В. Строганов¹, М. Д. Бучковська¹,
В. М. Гаврилюх¹, Я. А. Пастирський¹, Д. С. Леонов²

¹Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Драгоманова, 50,
79005 Львів, Україна

²Технічний центр НАН України,
вул. Покровська, 13,
04070 Київ, Україна

В умовах надвисокого вакууму досліджено електропровідність плівок срібла, нанесених на поверхню скла та поверхню скла, попередньо покриту підшарами германію різної товщини. Ультратонкі плівки германію (масовою товщиною у 0,5–5 нм) пришвидшують металізацію плівок срібла та зменшують порогову товщину перколяційного переходу. Показано, що найбільші зміни кінетичних коефіцієнтів досліджуваних плівок срібла спостерігаються в діапазоні товщин підшару германію до 2 нм. Розмірні залежності питомого опору плівок пояснено у рамках сучасних модельних уявлень про розмірні ефекти.

Electronic conduction in silver films deposited on bare glass surface and glass surface predeposited with germanium underlayers under ultrahigh vacuum conditions is investigated. Ultrathin germanium underlayers (with mass thickness of 0.5–5 nm) accelerate the silver-films' metallization and reduce the threshold thickness of percolation transition. As shown, the major changes in kinetic coefficients of studied silver films are observed, if the germanium mass thickness is less than 2 nm. The resistivity–size dependences are explained within the scope of the model approximations of dimensional effects.

В условиях сверхвысокого вакуума исследована электропроводность плёнок серебра, нанесённых на поверхность стекла и поверхность стекла, предварительно покрытую подслоями германия различной толщины. Ультратонкие плёнки германия (массовая толщина — 0,5–5 нм) ускоряют металлизацию плёнок серебра и уменьшают пороговую толщину перколяционного перехода. Показано, что наибольшие изменения кинетических коэффициентов исследуемых плёнок серебра наблю-

даются в диапазоне толщин подслоя германия, не превышающих 2 нм. Размерные зависимости удельного сопротивления плёнок объяснены в рамках современных модельных представлений о размерных эффектах.

Ключові слова: тонкі металеві плівки, металізуювальний підшар, поріг перколяції, розмірний ефект, поверхнєве розсіяння носіїв струму, балістичне перенесення заряду.

Key words: thin metal films, percolation threshold, dimensional effect, charge surface scattering, ballistic electronic transport.

Ключевые слова: тонкие плёнки, размерный эффект, поверхностное рассеяние носителей тока, металлизующий подслой, баллистический перенос заряда.

(Отримано 24 лютого 2017 р.)

1. ВСТУП

Плівки шляхетних металів перспективні з точки зору їхнього можливого використання в різних галузях сучасної мікро- та наноелектроніки, зокрема у фотоніці, сенсоріці та ін. Ультратонкі плівки металів широко використовуються завдяки можливості зміни в широких межах їхньої структури, електричних та оптичних властивостей, які реалізуються завдяки розробці нових метод формування тонких шарів. Відомо, що пошаровому росту ультратонких металевих шарів на поверхні діелектричних підкладінок перешкоджає коалесценція зародків кристалізації металу, оскільки енергія взаємодії між атомами металу переважає енергію їхньої взаємодії з атомами діелектричної підкладки. В результаті є порогова товщина d_c , вище якої у плівці починає проявлятися металічний характер перенесення струму. Величина d_c для конкретної системи підкладка–метал залежить від особливостей технології конденсації пари металу на підкладінку. Зниження товщини d_c , а відповідно, товщини, при якій плівка стає електрично суцільною з металічним характером провідності, можна досягти за допомогою використання поверхнево активних покриттів субатомової товщини, попередньо нанесених на діелектричну підкладінку. Ці покриття протидіють процесам коалесценції зародків кристалізації металу та сприяють формуванню конденсатів, лінійні розміри кристалітів в яких менші за розміри кристалітів у плівках, нанесених на чисту поверхню діелектрика з використанням аналогічної технології препарування плівок. Ця методика зниження d_c використовувалася в окремих роботах (наприклад, [1–4]), однак відома з літератури інформація про вплив сурфактантних підшарів на структуру й електричні властивості плівок ме-

талів недостатня для прогнозування поведінки дуже тонких металевих плівок, одержаних з використанням даної методики.

В роботі досліджено розмірні явища в електропровідності свіжонанесених плівок срібла, сформованих на поверхні отопленого полірованого скла та на поверхні скла, попередньо покритого підшаром германію товщиною в декілька атомних шарів.

2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Дослідження проводили у відпаяних скляних надвисоковакуумних експериментальних приладах при тиску залишкових газів, не вищому за 10^{-7} Па. Для нанесення плівок використовували метод конденсації пари термічно випаруваного матеріалу. Методика експерименту, яка забезпечувала достатню чистоту препарування плівок, у цілому аналогічна методикам, що використовувались у наших попередніх роботах (наприклад, [3–5]).

Досліджували електропровідність свіжосконденсованих на охолоджені до 78 К підкладинки плівки. Швидкість осадження пари металу не перевищувала 0,01 нм/с, підшар германію товщиною у декілька атомових шарів наносили на підкладинку безпосередньо перед конденсацією срібла. Масову товщину плівок оцінювали за зсувом резонансної частоти п'єзокварцового вібратора з чутливістю, не гіршою за 0,2 нм. Опір плівок вимірювали з допомогою двозондової методики цифровим омметром та фіксували комп'ютером. Опір плівки підшару германію завжди перевищував 10^8 Ом.

Плівки срібла дуже сильно піддаються процесам коалесценції, особливо у початковій стадії зародження на поверхні діелектричної підкладинки, а тому виготовлення та вимірювання електрофізичних властивостей плівок срібла проведено при температурі зрідженого азоту.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ

На рисунку 1 показано розмірні залежності питомого опору ρ плівок срібла, нанесених на чисте поліроване скло та скло, покрите підшарами германію різної товщини. З рисунка видно, що при збільшенні товщини підшару германію має місце зсув розмірної залежності $\rho(d)$ в область менших товщин. Сильна нелінійність ходу розмірної залежності $\rho(d)$ в області малих товщин обумовлена перколяційним переходом в плівці срібла та характеризується товщиною перколяції d_c . Згідно з перколяційним моделлю [1], порогу протікання струму ('percolation threshold') в плівці відповідає мінімальна товщина плівки d_c , при якій вини-

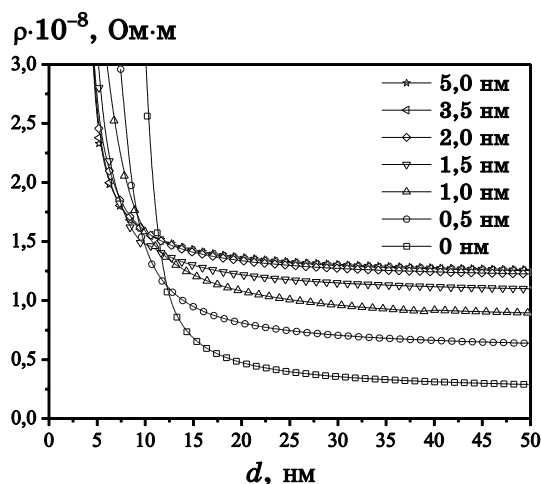


Рис. 1. Розмірні залежності питомого опору ρ свіжонанесених плівок срібла, осаджених на чисту скляну підкладку (y 0 нм) та підкладку попередньо покриту підшаром германію (0,5 нм, 1,0 нм, 1,5 нм, 2,0 нм, 3,5 нм, 5,0 нм).¹

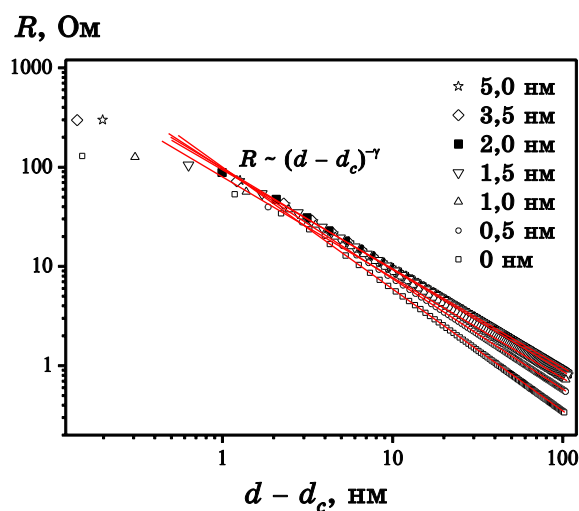


Рис. 2. Залежності $R = R(d - d_c)$ у логаритмічному масштабі для свіжонанесених плівок срібла при 78 К (чиста скляна підкладка у 0 нм та підшари германію — 0,5 нм, 1,0 нм, 1,5 нм, 2,0 нм, 3,5 нм, 5,0 нм).²

кають перші канали провідності металічного характеру. В околі переходу від острівцевої до електросуцільної плівки залежність опору R плівки металу від товщини d можна представити деякою універсальною функцією товщини:

$$R(d) \propto (d - d_c)^{-\gamma}. \quad (1)$$

Вираз (1) одержано на основі припущення, що $(d - d_c) \propto (x - x_c)$, де x — параметр, який характеризує ступінь заповненості підкладинки металом; x_c — параметр перколяції, який відповідає ступеню заповненості поверхні підкладинки, при якому острівці (кристаліти) сформують перший провідний канал. Показник степеня у виразі (1) залежить від механізму формування та росту плівки. При двовимірному рості плівки (2D-перколяція) величина показника степеня γ лежить в межах від 1 до 1,3, а у випадку 3D-перколяції величина γ звичайно перевищує 1,5. Відповідно ступінь заповнення поверхні кристалітами $x_c \geq 0,3$ при 2D-перколяції, а для 3D режиму росту $x_c \geq 0,5$.

Проаналізуємо дані, наведені на рис. 1, за допомогою виразу (1). З цією метою лінеаризуємо залежності опору плівок від товщин плівки в логаритмічному масштабі шляхом підбору величини d_c . Графіки таких залежностей подано на рис. 2.

Залежності перколяційних коефіцієнтів d_c та γ від товщини плівки германію d_{Ge} представлено на рис. 3. Аналіза ходу залежностей d_c та γ від d_{Ge} показує, що підшари германію найсильніше впливають на параметри перколяції в діапазоні товщин підшару германію до 2 нм, де для свіжонанесених плівок срібла, осаджених на чисту скляну поверхню $d_c = 8,0$ нм та $\gamma = 1,23$, а для аналогічних плівок, осаджених на підшари германію товщиною $d_{Ge} = 2$ нм, $d_c = 3,12$ нм та $\gamma = 1,03$, в той час як для $d_{Ge} = 5$ нм, $d_c = 2,86$ нм та $\gamma = 1,02$. Для товщин підшару германію більших за $d_{Ge} = 2$ нм величини перколяційних параметрів майже не зміню-

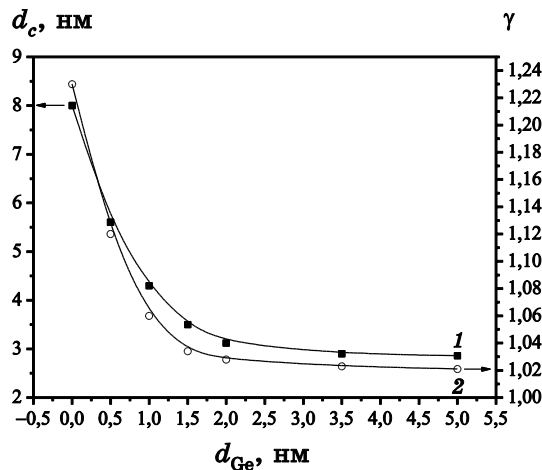


Рис. 3. Залежності перколяційних коефіцієнтів свіжонанесених плівок срібла d_c та γ від масової товщини плівок германію d_{Ge} при 78 К.³

ються. Така поведінка може бути зумовлена особливостями формування підшарів германію: кількість активних центрів на поверхні підкладинки із зміною d_{Ge} (при $d_{\text{Ge}} > 2$ нм) не змінюється, оскільки поверхня скляної підкладинки практично повністю покрита атомами Германію.

Кінетичні коефіцієнти досліджуваних плівок товщиною $d < 50$ нм підлягають прояву класичного розмірного ефекту. Тому цікаво здійснити кількісний опис, одержаних експериментальних результатів з використанням існуючих теорій розмірного ефекту.

Оскільки на графіках розмірних залежностей питомого опору плівок побудованих у вигляді $\rho(d)d = f(d)$ у діапазоні достатньо великих товщин плівок ($d > \lambda$) існують лінійні ділянки, то згідно з моделлю пласкопаралельного шару Фукса–Зондгаймера можна стверджувати, що мікроструктура плівок не змінюється при зміні товщини плівки. Для характеристики ступеня досконалості плівок можна використати величини ρ_∞ (ρ_∞ — питомий опір плівки безмежної товщини $d \rightarrow \infty$, структура якої ідентична структурі відповідної тонкої плівки) та λ (λ — середня довжина вільного пробігу вільних електронів у плівці даного ступеня досконалості). При переході до квазібалістичного перенесення заряду ($d \leq \lambda$) опис розмірних залежностей питомого опору необхідно здійснювати на основі теоретичних моделей, які враховують параметри макроскопічних поверхневих неоднорідностей. Найчастіше такий опис здійснюють на основі теорій Намба та Віссмана [2]. Розмірна залежність ρ від середньої товщини плівки d у теорії Намба в наближенні товстих плівок ($d \gg \lambda$) може бути записана як

$$\rho(d) = \rho_\infty \left(1 + (h/d)^2\right)^{-1/2} \left(1 + 3\lambda(1-p) \left(1 + (h/d)^2\right)^{-1} / 8d\right), \quad (2)$$

а у Віссмановій теорії [7] в першому наближенні —

$$\rho(d) = \rho_\infty \left(\frac{1 + 3(1-p)\lambda}{8d} + \frac{3(1-p)\lambda H^2}{8d^3} \right), \quad (3)$$

де p — коефіцієнт дзеркальності поверхневого відбивання носіїв струму (для дрібнокристалічних плівок $p = 0$), h — середня амплітуда макроскопічних поверхневих неоднорідностей, а H — максимальна амплітуда макроскопічних поверхневих неоднорідностей. Зауважимо, у Віссмановому моделю передбачається, що поверхневі неоднорідності розподілені за певним симетричним законом розподілу (Гауссовим чи іншим), зокрема, якщо вважати, що розподіл поверхневих неоднорідностей описується законом синуса або косинуса, тоді є зв'язок між h та H у вигляді $H = \sqrt{2} h$. При $d \gg h$ обидва вирази трансформуються у відомий вираз

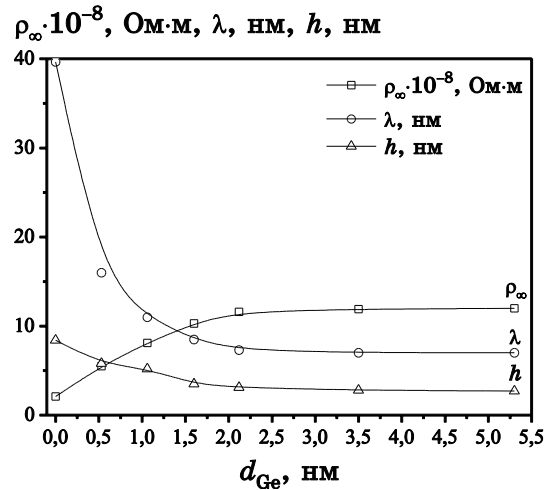


Рис. 4. Залежності величин ρ_∞ , λ та h для свіжонанесених плівок срібла від товщини підшарів германію d_{Ge} при 78 К, розрахованих згідно (2) та (3).⁴

теорії Фукса–Зондгаймера. Результати розрахунку на основі виразів (2) та (3) параметрів перенесення заряду у плівках, сформованих на поверхні підшарів германію різної масової товщини наведено на рис. 4.

Висновки щодо характеру зміни параметрів перенесення заряду при зміні товщини підшарів германію аналогічні висновкам, зробленим при аналізі рис. 3. Лише зауважимо, що, згідно з моделю вільних електронів, між середньою довжиною вільного пробігу λ і питомим опором плівки металу ρ_∞ є взаємозв'язок, який описують виразом:

$$\lambda \rho_\infty = \frac{\hbar}{e^2} (3\pi^2)^{1/3} N_c^{-2/3} \approx 12737,21 N_c^{-2/3}, \quad (4)$$

де \hbar — зведена стала Планка, e — заряд електрона та N_c — концентрація носіїв струму в зразку. Результати розрахунку N_c для плівок срібла наведено в табл.

З таблиці видно, що розраховані з експериментальних розмірних залежностей питомого опору плівок величини N_c достатньо близькі до величини $N_{\text{bulk}} = 5,86 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ масивного металу, наведеної у [3].

Внесок поверхневого розсіяння носіїв струму в сумарний питомий опір плівки $\rho(d)$ товщиною d можна врахувати за допомогою поняття залишкової провідності σ_{res} ; тут $\sigma_{\text{res}} = 1/\rho_{\text{res}} = 1/(\rho(d) - \rho_\infty)$. Величина σ_{res} в області товщин класичного розмірного ефекту ($d \geq \lambda$) змінюється із зміною товщини плівки лінійно: $\sigma_{\text{res}} \propto d$. У

ТАБЛИЦЯ. Результати розрахунку N_c для плівок срібла.⁵

d_{Ge}	$\rho_{\infty} \cdot 10^{-8}$ Ом·м	λ , нм	N_c , 10^{28} м ⁻³
5	12	7,1	5,78
3,5	11,9	7,1	5,85
2	11,6	7,3	5,83
1,5	10,3	8,5	5,55
1	8,1	11	5,40
0,5	5,5	16	5,50
0	2,2	41	5,72
bulk	0,285	296	5,86

плівках, товщина яких задовольняє розмірній умові $d \leq \lambda$, спостерігається квазибалістичне перенесення заряду, при якому переважаючим стає розсіяння носіїв струму поверхнею. В діапазоні товщин $d_c \leq d \leq \lambda$, характер зміни залежності $\sigma_{res}(d)$ змінюється внаслідок впливу розсіяння носіїв струму макроскопічними неоднорідностями поверхні. В режимі прояву балістичного розмірного ефекту ($d \approx \lambda$) залежність залишкової провідності σ_{res} від товщини описується степеневою залежністю: $\sigma_{res} \propto d^{\alpha}$ [4], причому величина α задовольняє нерівності $2,1 \leq \alpha \leq 6$, залежно від особливостей електронної структури зразка.

На рисунку 5 показано розмірні залежності залишкової провідності плівок срібла, сформованих на чистій поверхні скла (крива 1) та на поверхні скла, покритій підшарами германію різної масової товщини (криві 2–7). На графіках чітко видно існування на кожній кривій двох лінійних ділянок з нахилом $\alpha = 1$ (діяпазон великих товщин $d \gg \lambda$) та $2,1 \leq \alpha \leq 6$ (діяпазон товщин $d < 10$ нм). Хід залежності σ_{res} від d у перехідній ділянці товщин можна апроксимувати з допомогою виразів (2) і (3). В діапазоні малих товщин лінійність $\sigma_{res}(d) \propto d^{\alpha}$ зберігається до товщин плівок, товщина яких $d \geq (1,5-2)d_c$, оскільки саме до цих товщини основним механізмом перенесення заряду у плівках ще є металічний характер провідності. Зауважимо, що у плівках срібла, сформованих на поверхні підшарів германію, ділянка переходу від класичного перенесення заряду ($\alpha = 1$) до балістичного ($\alpha > 2,1$) зсунута в діапазон менших товщин у порівнянні з даними, наведеними для плівок сформованих на чистій поверхні скла (крива 1). Це підтверджує факт зменшення середньої довжини вільного пробігу носіїв струму λ (узгоджується з даними рис. 4). Зміна кутів нахилу ходу розмірних залежностей σ_{res} в діапазоні класичного балістичного перенесення заряду при змінах товщини підша-

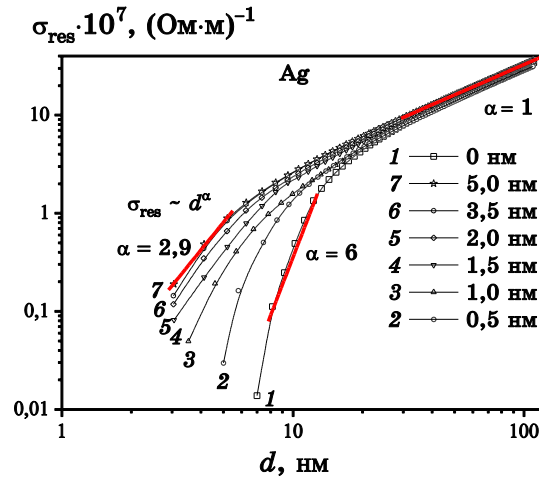


Рис. 5. Розмірні залежності питомої залишкової провідності $\sigma_{\text{res}} = \sigma_{\text{res}}(d)$ плівок срібла свіжонанесених на чисту скляну підкладку (1) та на підкладку попередньо покриту підшарами германію масовою товщиною 0,5 нм (2), 1,0 нм (3), 1,5 нм (4), 2,0 нм (5), 3,5 нм (6) та 5,0 нм (7). Точки — експериментальні дані, відрізки прямих — лінійна апроксимація.⁶

рів германію, свідчить про зміну умов розсіяння носіїв струму поверхневими неоднорідностями (зокрема, про вплив зміни середньої амплітуди макроскопічних неоднорідностей — рис. 4).

З рисунку 6 видно, що найбільш істотні зміни показника степеня α спостерігаються у діапазоні зміни масової товщини під-

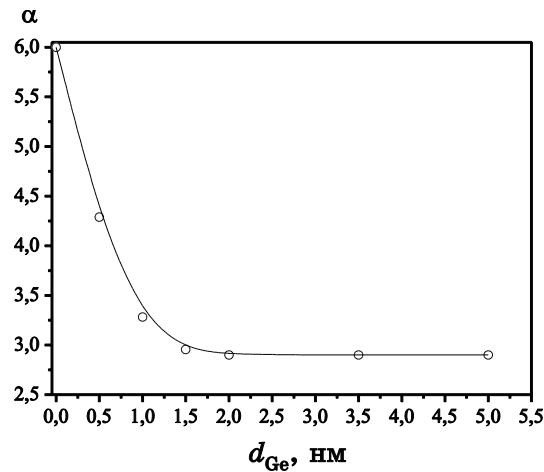


Рис. 6. Залежність показника степеня α від масової товщини підшару германію.⁷

шарів германію від 0 до 2,0 нм. Це також підтверджує, що підшари германію масовою товщиною 2 нм практично повністю блокують вплив поверхні скляної підкладки на формування плівки металу.

Кількісний опис, одержаних розмірних залежностей провідності плівок срібла, сформованих на поверхні скла та підшарів германію (рис. 1) в широкому діапазоні товщин неможливо провести на основі теорій класичного (моделі Фукса–Зондгаймера, Вісманна та Намба) та квантового розмірних ефектів [4], оскільки припущення, покладені в основу теорій квантового розмірного ефекту, виключали можливості узгодження з висновками квазікласичних теорій. Зокрема, теорії [4] передбачали існування балістичного перенесення заряду у плівках і ніяким чином не допускали можливості релаксації носіїв струму в об'ємі плівки. На відмінну від згаданих модельних підходів, теорія [5] при розрахунку закономірностей балістичного перенесення заряду, враховувала особливості поступового переходу від квазібалістичного до повністю балістичного перенесення заряду при зменшенні товщини плівки. Завдяки цьому вирази теорії [5] уможливили описати перенесення заряду у плівках міді, золота та інших металів в широкому діапазоні товщин від $(1,5-2,0)d_c$ до 40–50 нм. Підстановка у вирази теорії [5] параметрів перенесення заряду (ρ_∞ та λ), визначених на основі моделю Фукса–Зондгаймера, уможливила забезпечити кількісне узгодження графіків розрахункових за-

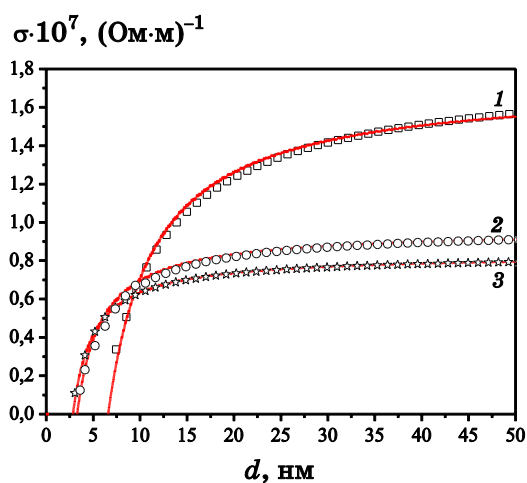


Рис. 7. Розмірні залежності питомої провідності $\sigma = \sigma(d)$ плівок срібла, свіжнанесених на скляну підкладку, попередньо покриту підшарами германію масовими товщинами у (1) 0,5 нм, (2) 1,5 нм та (3) 5 нм. Точки — експериментальні дані, суцільні криві — теоретична апроксимація [5].⁸

лежностей $\sigma = \sigma(d)$ з графіками експериментальних залежностей з допомогою використання припасувального параметра Δh (середній відхил локальної неоднорідності поверхні від пласкої поверхні), величина якого близька до характеристик неоднорідностей поверхні, визначених на основі прямого СТМ-дослідження поверхні.

Експериментальні дані, одержані для свіжонанесених плівок срібла, також добре узгоджуються з розрахунковими. Сказане ілюструє рис. 7, на якому точками показано експериментальні величини σ (питомої провідності) плівок срібла сформованих на поверхні підшарів германію масовими товщинами у 0,5 нм, 1,5 нм та 5 нм, а суцільні криві — розрахункові залежності, знайдені на основі виразів теорії [5]. Методику відповідного співставлення достатньо повно описано нами у [1, 2].

4. ВИСНОВКИ

1. В умовах надвисокого вакууму при тиску залишкових газів не вищому за 10^{-7} Па досліджено вплив підшарів германію різної масової товщини на розмірні залежності питомого опору (питомої провідності σ) свіжонанесених при $T = 78$ К на поверхню цих підшарів плівок срібла.
2. Показано, що використана в роботі методика «замороженої конденсації» пари металу забезпечує формування електрично суцільних шарів металу з розмірами зерна, незалежними від товщини плівки металу.
3. Результати дослідження розмірних залежностей питомої провідності плівок кількісно описано в широкому діапазоні товщин за допомогою виразів теорії [5].

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Р. І. Бігун, М. Д. Бучковська, Н. С. Колтун, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металофиз. новейшие технол.*, **35**, № 1: 85 (2013).
2. М. Д. Бучковська, *Фізика та хімія поверхні*, **13**, № 4: 916 (2012).
3. *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (Ed. D. R. Lide) (Boca Raton, FL: CRC Press: 2005).
4. Р. І. Бігун, М. Д. Бучковська, Н. С. Колтун, З. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металофиз. новейшие технол.*, **35**, № 12: 1659 (2013).
5. R. I. Bihun, Z. V. Stasiuk, and O. A. Balitskii, *Physica B*, **487**: 73 (2016).

REFERENCES

1. R. I. Bihun, M. D. Buchkovska, N. S. Koltun, Z. V. Stasiuk, and D. S. Leonov,

- Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 1: 85 (2013) (in Ukrainian).
2. M. D. Buchkovska, *Fizyka ta Khimiya Poverkhni*, **13**, No. 4: 916 (2012) (in Ukrainian).
 3. *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (Ed. D. R. Lide) (Boca Raton, FL: CRC Press: 2005).
 4. R. I. Bihun, M. D. Buchkovska, N. S. Koltun, Z. V. Stasiuk, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 12: 1659 (2013) (in Ukrainian).
 5. R. I. Bihun, Z. V. Stasyuk, and O. A. Balitskii, *Physica B*, **487**: 73 (2016).

¹*Ivan Franko National University of Lviv,
50, Drahomanov Str.,
UA-79005 Lviv, Ukraine*

²*Technical Centre, N.A.S. of Ukraine,
13, Pokrovska Str.,
UA-04070 Kyiv, Ukraine*

¹ Fig. 1. Size dependence of the resistivity ρ of silver films freshly deposited on a clean glass substrate (of 0 nm) and substrate pre-coated with germanium sublayer (of 0.5 nm, 1.0 nm, 1.5 nm, 2.0 nm, 3.5 nm or 5.0 nm).

² Fig. 2. Dependences $R = R(d - d_c)$ in logarithmic scale for freshly deposited silver films at 78 K (clear glass substrate of 0 nm and Ge sublayers with thicknesses of 0.5 nm, 1.0 nm, 1.5 nm, 2.0 nm, 3.5 nm or 5.0 nm).

³ Fig. 3. Dependences of percolation coefficients freshly deposited films of silver d_c and γ on mass thickness of germanium films, d_{Ge} , at 78°C.

⁴ Fig. 4. Dependences of ρ_{ex} , λ and h for freshly deposited silver films on thickness of Ge sublayers, d_{Ge} , at 78 K calculated according to (2) and (3).

⁵ TABLE. The calculation results for N_c of silver films.

⁶ Fig. 5. Size dependence of specific residual conductivity, $\sigma_{res} = \sigma_{res}(d)$, of silver films freshly deposited on a clean glass substrate (1) and substrate pre-coated with germanium sublayers with mass thicknesses of 0.5 nm (2), 1.0 nm (3), 1.5 nm (4), 2.0 nm (5), 3.5 nm (6), and 5.0 nm (7). Dots—experimental data, segments—linear approximation.

⁷ Fig. 6. Dependence of the exponent α on mass thickness of germanium sublayer.

⁸ Fig. 7. Size-dependent conductivity $\sigma = \sigma(d)$ of silver films freshly deposited on glass substrate pre-coated with germanium sublayers with mass thicknesses of (1) 0.5 nm, (2) 1.5 nm, and (3) 5 nm. Dots—experimental data, solid curves—theoretical approximation [5].