ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 6, №3 (2005) С. 414-417

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 6, № 3 (2005) P. 414-417

PACS: 61.43.DQ, 68.60.DV, 71.20.RV

ISSN 1729

Р.І. Бігун., З.В. Стасюк

Перехід від квантового до класичного переносу заряду в тонких плівках міді

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

В умовах надвисокого вакууму досліджено електропровідність тонких плівок міді. Залежності питомого опору плівок від їх товщини пояснені з допомогою теорій класичного та квантового розмірних ефектів. Показано, що субатомний підшар сурми прискорює металізацію шару міді.

Ключові слова: тонкі металеві плівки, класичний і квантовий розмірний ефект, поверхневе розсіювання носіїв струму.

Стаття поступила до редакції 5.04.2005; прийнята до друку 30.06.2005.

Вступ

Вивчення електронної структури і електричних властивостей ультратонких металевих плівок у даний час надзвичайно актуальне у зв'язку із потребами розвитку сучасної мікроелектроніки. Параметри переносу заряду в тонких плівках можуть суттєво відрізнятися від аналогічних для масивного металу внаслідок прояву класичного та квантового розмірних ефектів. Тому дослідження таких систем важливе для мікроскопічного розуміння кінетичних явищ в електронних пристроях нанорозмірів. Створення електро-провідних шарів нанометрової товщини на діелектричних підкладках є достатньо складною технологічною проблемою внаслідок коагуляції зародків кристалізації у процесі препарування шару. Послаблення коагуляції може бути досягнуте шляхом попереднього нанесення на діелектричну підкладку підшарів слабопровідних поверхнево активних матеріалів субатомної товщини (сурфактантів). Зокрема, в [1] помітна електропровідність плівок хрому товщиною в 1 нм спостерігалась при попередньому нанесенні на скляну підкладку германію з товщиною підшару 2 -4 нм. Обґрунтування чітких критеріїв оптимального вибору матеріалу та параметрів активного покриття в даний час обмежене недостатньою кількістю експериментальних даних, на основі яких можна було б свідомо здійснити цей вибір. Тому експериментальні дослідження впливу підшарів сурфактантних матеріалів на формування плівок металів та їх електричні властивості є актуальними. У даній роботі досліджено розмірні явища в плівках міді нанометрової товщини, нанесених на оплавлене поліроване скло та на скло, покрите підшаром сурми товщиною в 1 - 4 атомних шарів.

I. Методика експерименту

Дослідження проводили у відпаяних скляних надвисоковакуумних експериментальних приладах при тиску залишкових газів, що не перевищував 10^{-7} Па. Для нанесення плівок використовували метод термічного випаровування матеріалів. Методика експерименту, яка забезпечувала достатню чистоту препарованих плівок, в цілому аналогічна методиці, що використовувалась у наших попередніх роботах (наприклад, [2-4]).

Досліджувались електричні властивості свіжоконденсованих на охолоджених до 78 К підкладках плівки. Швидкість осадження пари металу не перевищувала 0,01 нм/с. Підшар сурми товщиною в декілька атомних шарів наносили на підкладку безпосередньо перед конденсацією міді. Масову товщину плівок оцінювали за зсувом резонансної частоти п'езокварцового вібратора з чутливістю, не гіршою за 0,2 нм. Опір плівок вимірювали з допомогою двозондової методики цифровим омметром та фіксували комп'ютером. Опір плівки сурфактанта завжди перевищував 10^8 Ом.

Порогом протікання струму в плівках міді вважалась товщина шару, при якій опір плівки ставав меншим за 10^8 Ом. Всі виміри проведено при T = 78 K.

II. Результати експерименту та їх обговорення

На рис. 1 показані розмірні залежності питомого опору плівок міді, нанесених на поліроване скло (крива 2) та скло, покрите підшаром сурми товщиною 2 нм (крива 1). З рисунка видно, що при наявності на підкладці підшару сурми спостерігається зсув порогу протікання струму в область менших товщин. Для плівок, нанесених на підшар сурми, порогові протікання струму відповідає товщина плівки міді близько 1,5 нм, в той час як для плівки, нанесеної на чисте скло ця товщина дорівнює 4 нм.

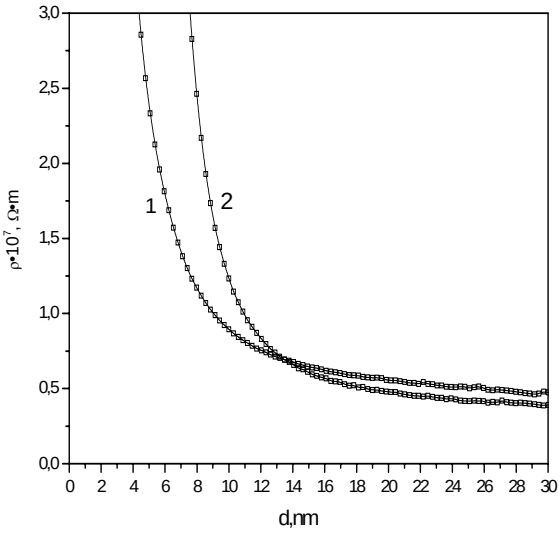

Рис. 1. Розмірні залежності питомого опору ρ плівок міді нанесених на чисте скло, покрите підшаром сурми (1), та на чисте скло (2).

Пояснення наведених на рис. 1 розмірних залежностей може бути здійснене на основі існуючих квантових та квазікласичних модельних уявлень про перенос заряду в тонких плівках. Класична теорія [5] переносу заряду в однорідних плоскопаралельних плівках металів передбачає, що залишковий питомий опір плівки ρ_r, обумовлений розсіюванням електронів поверхнею плівки, пропорційний до оберненої товщини d^{-1}:

$$\rho_r = \rho(d) - \rho_\infty = \frac{3\lambda}{8d}\rho_\infty \sim d^{-1}, \qquad (1)$$

де λ – середня довжина вільного пробігу електронів, $\rho(d)$ – питомий опір плівки товщиною d, ρ_∞ – питомий опір плівки безмежної товщини ($d \to \infty$), структура якої аналогічна структурі плівки товщиною d. Вираз (1) справедливий для дифузного розсіювання носіїв струму поверхнею. Наближений вираз (1) достатньо добре описує властивості плівок, товщина d яких перевищує (0,1–0,2) λ [6].

З (1) видно, що у випадку ідентичності структури плівок даного матеріалу різної товщини, експериментальні залежності, які зведені до вигляду $\rho(d)\cdot d = f(d)$, повинні бути лінійними. На рис. 2 показані залежності даного вигляду для

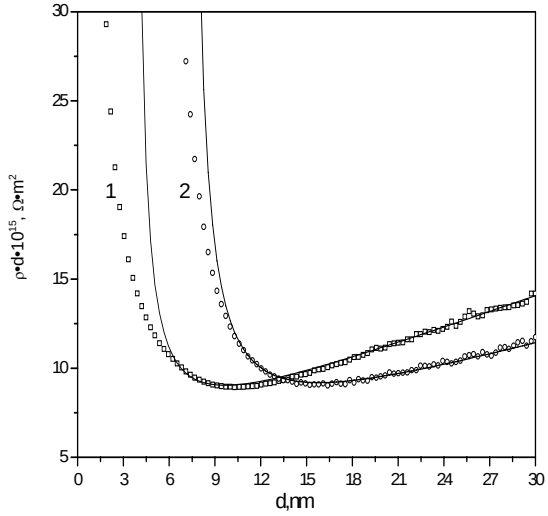

Рис. 2. Залежності $\rho(d)\cdot d = f(d)$ для плівок міді., розраховані за даними рис. 1. Точки – експериментальні дані, суцільні криві – апроксимаційні вирази Намба при h = 3.5 нм (1) і при h = 6.5 нм (2).

плівок міді, нанесених на чисте скло та на підшар сурми. Як видно з рисунка, експериментальні точки вкладаються на прямі для плівок, нанесених на скло, товщина яких перевищує 15 нм та для плівок, нанесених на підшар сурми для товщин, більших за 12 нм. Нахил лінійної ділянки чисельно дорівнює ρ_∞, а довжина відрізка, що відсікає продовження цієї ділянки до осі абсцис, з точністю до множника 3/8 дорівнює λ. Відхилення від лінійної залежності при менших товщинах зумовлене тим, що реальна плівка не може вважатись плоскопаралельним шаром. На поверхні реальної плівки існують макроскопічні неоднорідності, співмірні з розміром зерна. В [7] вплив цих неоднорідностей на перенос заряду в плівках врахований в рамках одномірної задачі шляхом введення параметра h, що має сенс середньої амплітуди макроскопічних поверхневих неоднорідностей. В теорії [7] для розмірної залежності ρ отримано наступний наближений вираз:

$$\rho(d) = \rho_\infty\left[1-\left(\frac{h}{d}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}\left\{1+\frac{3\lambda}{8d}\left[1-\left(\frac{h}{d}\right)^2\right]^{-1}\right\} \qquad (2)$$

Вплив макроскопічних неоднорідностей на питомий опір проявляється при товщинах d,

співмірних з h, що є причиною зростання $\rho(d)d$ при зменшенні d в область малих товщин. Співставлення експериментальних даних з розрахованими за допомогою виразу (2) дозволяє здійснити оцінку h. На рис. 2 суцільними кривими показано залежності, які розраховані з виразу (2) при $h = 3{,}5$ нм для плівок Cu, нанесених на покрите сурмою скло (крива 1) та $h = 6{,}5$ нм для плівок міді, нанесених на чисте скло (крива 2).

З рис. 2 також видно, що в області менших товщин експериментальні дані відхиляються від розрахованих за допомогою виразу (2). Причиною цього відхилення можуть бути наступні фактори. По-перше, в дуже тонких шарах можливе утворення плівок гранулярної будови, провідність яких має активаційний характер. По-друге, відхилення можуть бути обумовленні проявом розмірного квантування. При d, співмірних з довжиною хвилі де-Бройля, в електронній провідності повинна проявлятись дискретизація енергетичних станів електронів. Тому теорія [5], створена для зоммерфельдівського електронного газу, стає непридатною для опису залежностей $\rho(d)$. Квантова теорія явищ переносу заряду в тонких металевих плівках передбачає розмірну залежність залишкового опору у вигляді:

$$\rho_r = \rho(d) - \rho_\infty \sim d^{-\alpha}, \qquad (3)$$

де $2{,}1 \le \alpha \le 6$ [8].

Ця ж квантова теорія також передбачає існування осциляційних залежностей $\rho = \rho(d)$ з періодом d_0, що дорівнює половині довжини хвилі де-Бройля електрона. Експериментально осциляції питомого опору в багатьох дослідженнях не спостерігаються внаслідок наявності неоднорідностей поверхні плівки та недостатньої чутливості вимірювання її товщини. Наявність чи відсутність осциляцій $\rho(d)$ може бути також обумовлена особливостями динаміки росту плівки [9].

З метою вияснення придатності теоретичних моделей [5] і [8] для опису експериментальних даних, наведених на кривих 1 і 2 (рис. 1), на рис. 3 в логарифмічному масштабі показано залежності від товщини шару d залишкової провідності $\sigma_r = 1/\rho_r$ для плівок, нанесених на скло та підшар сурми. З рис. 3 видно, що кожна із експериментальних залежностей $\sigma_r = \sigma_r(d)$ має дві лінійні ділянки. Перша ділянка з нахилом, що дорівнює $\alpha = 1$ (класичний опис) та друга ділянка – в області малих товщин з нахилом відповідно $\alpha = 3{,}2$ (для плівок, нанесених на чисте скло) та $\alpha = 2{,}3$ (для плівок, нанесених на підшар сурми) – відповідає квантовому опису. На кривих, показаних на рис. 3, існують перехідні ділянки між відрізками прямих, які можна описати з допомогою виразу (2).

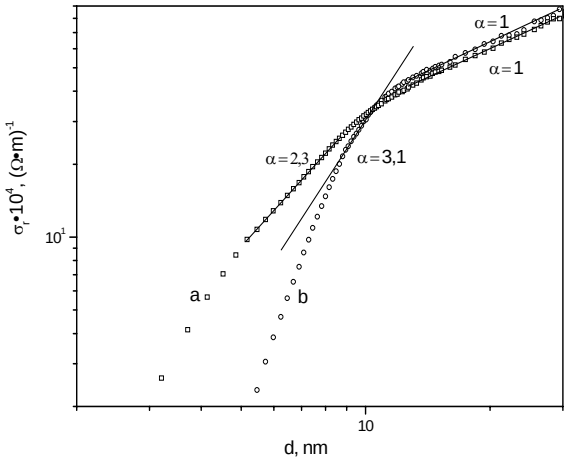

Рис. 3. Розмірні залежності залишкової провідності $\sigma_r = \sigma_r(d)$ плівок міді. Точки – експериментальні дані, відрізки прямих – лінійна апроксимація відповідно з $\alpha = 1$; $\alpha = 2{,}3$ та $\alpha = 3{,}1$ (a – підкладка із сурфактантом, b – чиста підкладка).

Висновки

1. В результаті дослідження впливу сурфактантних підшарів сурми на електропровідність плівок міді, нанесених на поліроване скло, показано, що підшар сурми сприяє зниженню товщини шару міді, при якій спостерігається поріг протікання струму.
2. Вивчено розмірні залежності питомого опору свіжонанесенних плівок міді. Показано, що згадані залежності можуть бути описані з допомогою виразів квантової та квазікласичної теорій явищ переносу заряду в зразках обмежених розмірів.

Стасюк З.В. – доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри фізичної і біомедичної електроніки,
Бігун Р.І. – аспірант факультету електроніки.

[1] K. Schroder, Le Zhang. Unusual low resistivity of sub-nm thick Cr overlayers on Ge substrates // *Phys. Stat. Sol. (b)*, **183**, pp. k5-k8 (1994).
[2] И. М. Дума, К.И. Лах, Б.Л. Мельничук, З.В. Стасюк. Электропроводность тонких пленок ванадия и никеля // *Металлофизика*, **15**(1), сс. 60-64 (1993).

[3] Z. Stasyuk, M. Kozak, B. Penyukh, R. Bihun. The Transition from Quantum to Classical Electron Transport in Palladium Films of Nanometer Thickness // *Jour. Phys. Stud*, **7**(2), pp. 207-208 (2003).
[4] З. В. Стасюк, М.М. Козак, Б.Р. Пенюх, Р.І. Бігун. Вплив алюмінієвих та германієвих субатомних сурфактантних шарів на перенос заряду в тонких паладієвих плівках // *ФХТТ*, **3**(3), с. 418–422 (2002).
[5] E. H. Sondheimer. The mean free path of electrons in metals // *Adv.Phys. 1*, pp. 1-42 (1952).
[6] G. Wedler, M. Fouwad. Die Schichtdickenabhangigkeit des electrischen Widerstandes aufgedaumpfen Nickelfilme // *Z.Phys.Chem.- BRD*, **40**(1), pp. 1-11 (1964).
[7] Namba Yoshikatsu. Resistivity and its temperature coefficient of thin metal films with rough surface // *Jap.J.Appl.Phys*, 9, pp.1326-1329 (1970).
[8] G. Fishman, D. Calecki. Surface-Induced Resistivity of Ultrathin Metallic Films // *Phys. Rev. Let*, **62**(11), pp. 1302-1305 (1989).
[9] G. Palasantzas, J.Th. M. De Hosson. Rough Effects on Electrical Conductivity of Thin Film Grown in Quasi-Layer-by-Layer Mode // *Phys. Rev.* **B, 63**, 125404 (2001).

R.I. Bihun, Z.V. Stasyuk

The Transition from Quantum to Classical Charge Transport in Thin Cu Films

'Ivan Franko' Lviv National University
50, Dragomanova Str., Lviv, 79005, Ukraine

Under ultrahigh vacuum condition the electrical conductivity of thin copper films was investigated. The resistivity dependencies on thin film's thickness were explained within the framework of Quantum and Classical size-effect theories. It was shown that subatom Sb layers hastened copper film metallization.