

Р.І. Бігун, З.В. Стасюк

## Вплив сурфактантних субатомних шарів сурми на структуру та електропровідність плівок міді нанометрової товщини

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

Вивчено структуру і електропровідність тонких плівок міді, нанесених на поверхню полірованого скла та скла, попередньо покритого підшаром сурми. Показано, що субатомні шари сурми (масова товщина 1 - 2 нм) прискорюють металізацію плівок міді. Згідно з результатами структурних досліджень, попередньо нанесений на підкладку підшар сурми сприяє формуванню більш дрібнодисперсних плівок міді. Отримані результати електричних вимірів пояснено в рамках існуючих модельних уявлень класичного та внутрішнього розмірних ефектів.

**Ключові слова:** тонкі металеві плівки, класичний та внутрішній розмірний ефект, поверхневе розсіювання носіїв струму.

*Стаття постуила до редакції 04.10.2005; прийнята до друку 15.11.2005.*

### Вступ

Для забезпечення подальшої мікромініатюризації елементів мікроелектроніки необхідно розвинути методи виготовлення провідних плівкових зразків товщиною в декілька атомних шарів, що в технічному плані є достатньо складним завданням. У процесі препарування шарів внаслідок впливу сил поверхневого натягу має місце коагуляція зародків кристалізації. Тому при нанесенні плівок металів на діелектричні підкладки існує певна мінімальна товщина шару  $d_{\min}$ , при якій через зразок починає протікати електричний струм, так званий поріг протікання. Величина  $d_{\min}$  для даного матеріалу залежить від особливостей технології препарування плівки та від характеру взаємодії матеріалу плівки з підкладкою. Зниження товщини шару, що відповідає порогу протікання електричного струму через плівку даного металу, може бути здійснене з допомогою попереднього нанесення на підкладку покриття матеріалу субатомної товщини, що протидіє коагуляції конденсату основного матеріалу. Ця проблема обговорювалась в ряді експериментальних робіт, зокрема в [1-4]. Сукупність відомих на даний час експериментальних результатів про вплив сурфактантних покриттів на формування плівок металів та їх електричні властивості недостатня для обґрунтування чітких критеріїв вибору матеріалів активного покриття, способу нанесення цього покриття, його товщини та інших параметрів, необхідних для створення оптимальних умов

виготовлення електропровідних шарів із заданими будовою та фізичними властивостями.

В даній роботі досліджено особливості появи металеві провідності в плівках міді, нанесених в умовах надвисокого вакууму на оплавлене поліроване скло, та вплив субатомних сурфактантних шарів сурми на структуру та електропровідність плівок міді.

### I. Методика експерименту

Експеримент проводили у відпаяних скляних приладах. Використано методики експерименту, особливості яких, в основному, описано в наших попередніх роботах [3-5]. Відзначимо, що при проведенні дослідів особлива увага зверталась на забезпечення належної чистоти експерименту. Тиск залишкових газів у відпаяних скляних приладах у процесі препарування та дослідження плівок не перевищував  $10^{-7}$  Па. З метою запобігання газовиділенню з деталей пристрою в робочому режимі у процесі відкачки експериментальний прилад знегажували нагріванням у печі при температурі 700 К протягом 30-40 годин, а металеві деталі (у першу чергу випаровувачі міді та сурми) нагрівали в робочих режимах протягом такого ж часу. Згадані нагрівання здійснювали почергово циклами в 3 - 4 години, причому прогрів випаровувачів металу проводили при тисках газу в системі не вищих за  $10^{-4}$  Па.

Плівки наносили на охолоджені до 78 К підкладки шляхом конденсації пари термічно випаровуваного металу. Для проведення структурних досліджень на поверхню скла безпосередньо перед нанесенням металу наносили шар хлористого натрію.

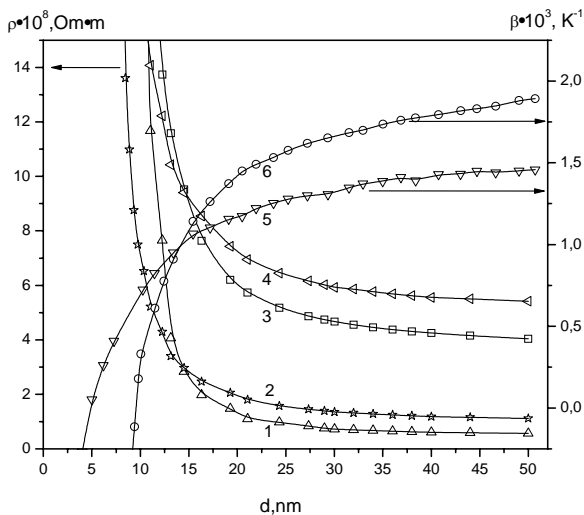
З метою запобігання утворення кристалічних зростків значної величини плівки конденсували з швидкістю не вищою від (0,01-0,02) нм/с. Підшар сурми наносили на підкладку безпосередньо перед нанесенням плівки міді. Опір підшару сурми перевищував  $10^8$  Ом.

Масову товщину плівок оцінювали за зсувом резонансної частоти п'єзокварцового вібратора, який знаходився на шляху потоку пари випаровуваного металу, з чутливістю не гіршою від 0,2 нм. Структуру плівок досліджували з використанням просвічуючих електронної мікроскопії та електронографії в електронному мікроскопі УЕМВ-100.

Досліджували структуру і електропровідність плівок міді, термостабілізованих шляхом низькотемпературного відпалу протягом 1 години при 370 К. Вимірювання опору плівок здійснювали з допомогою електронного омметра Щ 301-1 з подальшою реєстрацією сигналу комп'ютером.

## II. Результати експерименту та їх обговорення

Про характер розмірних залежностей електропровідності плівок міді, нанесених на оплавлене поліроване скло та скло, покрите підшаром сурми, можна судити з даних, наведених на рис. 1. На рис. 1 показано залежності від товщини шару  $d$  питомого опору  $\rho$  (криві 1 та 2 при  $T = 78$  К та криві 3 та 4 при  $T = 293$  К) та



**Рис. 1.** Розмірні залежності питомого опору  $\rho$  та температурного коефіцієнта опору  $\beta$  відпалених плівок міді:

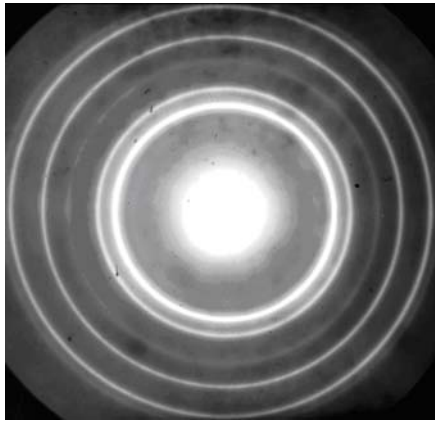
- 1, 3, 6 – плівки міді, нанесені на чисте скло;
- 2, 4, 5 – плівки міді, нанесені на скло, попередньо покрите підшаром сурми, товщиною  $d = 2$  нм.

температурного коефіцієнта опору  $\beta$  (криві 5 і 6). Виміри опору для розрахунку залежностей  $\beta = \beta(d)$  здійснено для діапазону температур (273-300) К. Плівки зростаючої товщини одержували шляхом послідовного допилення металу. З даних, наведених на рис. 1 видно, що підшар сурми сприяє зменшенню товщини плівки  $d_{\text{min}}$ , при якій досягається поріг протікання електричного струму. Зокрема, при товщині підшару сурми (1 - 2) нм поява провідності в свіжонанесених плівках міді спостерігається при товщинах шару міді  $d = 1 - 2$  нм, а у відпалених плівках – відповідно при  $d = 4 - 6$  нм. При конденсації міді на чисте скло використана нами методика препарування плівок дозволяє досягти порогу протікання струму в невідпалених плівках міді при товщині  $d = 4$  нм, а у відпалених плівках – при товщинах шару  $d = 7 - 9$  нм. Якісно подібні залежності  $\rho = \rho(d)$  отримано для різних товщин підшару сурми.

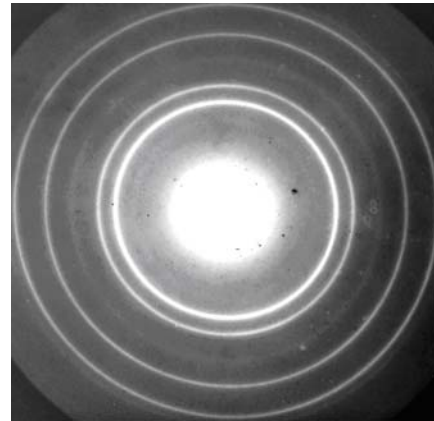
Аналіз розмірних залежностей температурного коефіцієнта опору плівок міді, нанесених на чисте скло та на підшар сурми (рис. 1 криві 5 та 6), показує, що електрично суцільні відпалені плівки міді (з металевим характером провідності,  $\beta > 0$ ) отримуються при товщинах  $d > 4$  нм для плівок нанесених на підшар сурми, та при  $d > 8$  нм для плівок, нанесених на чисту поверхню скла.

З метою встановлення можливих механізмів впливу підшару сурми на властивості плівок міді були проведені електронномікроскопічні та електронографічні дослідження структури плівок міді, нанесених на скляну підкладку, покритую полікристалічною плівкою хлористого натрію. Досліджували структуру відпалених плівок.

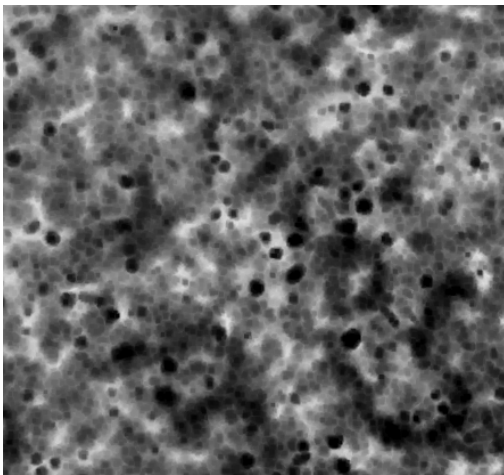
На рис. 2, для прикладу, наведено електронні мікрофотографії та електронограми плівок міді товщиною 20 нм, нанесених на поверхню NaCl та на цю ж поверхню, покритую підшаром сурми товщиною в 2 нм. З даних, наведених на рис. 2, можна зробити висновок, що використана в роботі методика препарування шарів міді забезпечує отримання однорідних неорієнтованих полікристалічних зразків з кристалічною ґраткою, аналогічною ґратці масивного металу. Оцінка середніх розмірів зерен у шарах різної товщини, здійснена з оцінки розширення ліній рефлексів на електронограмах та з аналізу мікрофотографій показала, що середній розмір зерна в конденсатах міді обох типів (на плівці NaCl та даній плівці, покритій підшаром сурми) не залежить від товщини шару, принаймні, для шарів товщиною 10 - 40 нм. Відмінність даних, наведених на рис. 3 в і рис. 3 г, полягає в тому, що середній лінійний розмір зерен  $D$  у площині плівки, нанесеної на чисту поверхню хлористого натрію, дорівнює 15 - 20 нм, а в плівках, нанесених на підшар сурми,  $D = (8 - 12)$  нм. Згідно з результатами дослідження структури і розмірних залежностей  $\rho = \rho(d)$  та  $\beta = \beta(d)$  плівок міді, можна зробити висновок, що підшар сурми сприяє формуванню більш дрібнодисперсних плівок, ніж при конденсації металу на діелектричну підкладку.



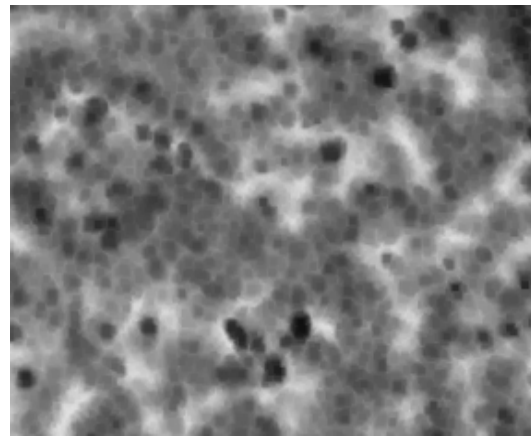
а) Cu, d = 20 нм на Sb(d = 2нм)



б) Cu, d = 20 нм



в) Cu, d = 20 нм на Sb(d = 2нм), ×75000



г) Cu, d = 20 нм, ×75000

**Рис. 2.** Електронограми та мікроструктура плівок міді.

Пояснення результатів дослідження провідності шарів міді різної товщини може бути здійснено на основі існуючих модельних уявлень про перенесення заряду в зразках обмежених розмірів. Згідно з класичною моделлю явищ переносу заряду в плоскопаралельних однорідних зразках [6], внесок поверхневого розсіювання носіїв струму призводить до гіперболічної залежності залишкового питомого опору шару від його товщини  $d$ :

$$\rho_r(d)/\rho_\infty = (\rho(d) - \rho_\infty) / \rho_\infty = 3\lambda(1-p)/8d, \quad (1)$$

де  $\rho(d)$  – питомий опір шару товщиною  $d$ ;  $\rho_\infty$  – питомий опір масивного металу (плівки безмежної товщини,  $d \rightarrow \infty$ ), структура якого ідентична структурі даної плівки,  $\lambda$  – середня довжина вільного пробігу носіїв струму,  $p$  – коефіцієнт дзеркальності поверхневого відбивання носіїв струму ( $0 \leq p \leq 1$ ).

Теорія [6] створена для ідеальних плоскопаралельних шарів, на зовнішніх поверхнях яких існують точкові розсіюючі центри. Для випадку полікристалічних плівок поверхневе розсіювання носіїв є звичайно дифузним ( $p = 0$ ), оскільки в розорієнтованому полікристалічному шарі не варто сподіватися на можливість когерентного відбивання поверхнею електронних хвиль. Вираз (1) отримано у

наближенні  $d \gg \lambda$ , однак з точністю до 3 - 5 % він може використовуватись і для опису властивостей плівок меншої товщини, зокрема для  $d \geq (0,1 - 0,2) \lambda$  [7].

З виразу (1) випливає, що у випадку придатності моделі [6] для опису властивостей плівок різної товщини залежність  $\rho(d) \cdot d = f(d)$ , побудована на основі експериментальних даних, повинна бути лінійною. Очевидно, що лінійність згаданої залежності можлива лише у тому випадку, коли структура шару (тип кристалічної ґратки, розмір зерен, їх орієнтація і т. ін.) не залежать від товщини плівки.

На рис. 3 показано залежності  $\rho(d) \cdot d = f(d)$  для плівок міді, відпалених при 370 К. Як видно з рисунка, згадані залежності є лінійними для плівок, нанесених на скло, при товщині шару, яка перевищує 20 нм, а для плівок нанесених на підшар сурми, – при  $d > 15$  нм. Нахил лінійних ділянок цих залежностей дорівнює відповідним значенням  $\rho_\infty$ . З відрізків, що відсікаються на осі абсцис продовженнями лінійних ділянок, можна знайти  $\lambda$ .

Згідно з теорією [6], залежності  $\beta(d) \cdot d = f_1(d)$  повинні бути також лінійними, оскільки вираз для  $\beta = \beta(d)$ , аналогічний виразу (1), наближено записується у вигляді:

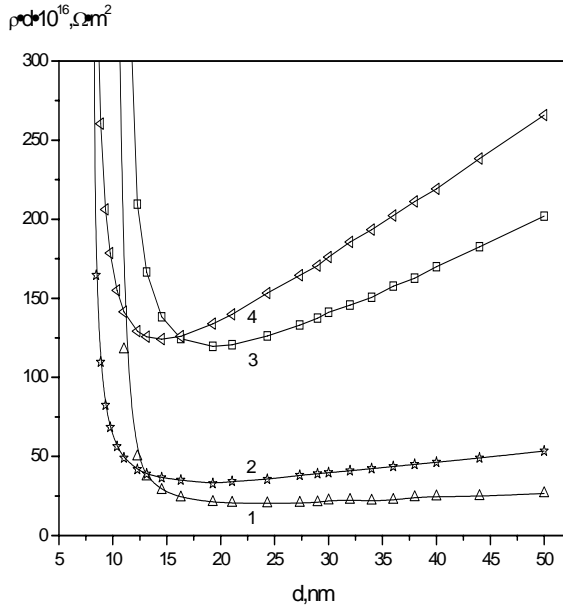


Рис. 3. Залежності  $\rho(d) \cdot d = f(d)$  для плівок міді, розраховані за даними рис. 1.

$$\beta(d) = \beta_{\infty} \{1 - 3\lambda(1-p)/8d\}. \quad (2)$$

З експериментальних даних, показаних на рис. 1, при перерахунку у вигляді  $\beta(d) \cdot d = f_1(d)$  можна отримати лінійні залежності, на яких нахил відрізків прямих чисельно дорівнює  $\beta_{\infty}$  (температурному коефіцієнту опору плівки безмежної товщини,  $d \rightarrow \infty$ ), а відрізок, що відсікається продовження лінійної ділянки до перетину з віссю абсцис, дорівнює  $\lambda(1-p)$ . Результати розрахунку  $\rho_{\infty}$ ,  $\lambda_p$ ,  $\beta_{\infty}$  та  $\lambda_{\beta}$  при  $T = 293$  K наведено в табл. 1. Вважаємо, що розсіювання носіїв струму зовнішніми поверхнями плівки є дифузним:  $p = 0$ .

Таблиця 1

Питомий опір, температурний коефіцієнт опору та середня довжина вільного пробігу носіїв струму в плівках міді безмежної товщини при  $T = 293$  K

Підкладка	$\rho_{\infty} \cdot 10^8$ , Ом · м	$\beta_{\infty} \cdot 10^3$ , K <sup>-1</sup>	$\lambda_p$ , нм	$\lambda_{\beta}$ , нм	h, нм
Скло	3,4	2,2	21	20	10
Скло+Sb (2нм)	4,7	1,6	16	15	7,5

Відхилення експериментальних залежностей  $\rho(d) \cdot d = f(d)$  та  $\beta(d) \cdot d = f(d)$  від передбаченої виразами (1) і (2) лінійності в області малих товщин зумовлено тим, що модель [6] не враховує реальної будови поверхні. Відомо, що на поверхнях реальної плівки існують макроскопічні неоднорідності, розміри яких, принаймні, співмірні з розмірами зерна. У [8] вплив цих неоднорідностей на питомий опір плівки був врахований у рамках одномірної задачі шляхом введення параметра h, що має сенс середньої амплітуди поверхневих неоднорідностей. При цьому вираз (1) був трансформований до вигляду:

$$\rho(d)/\rho_{\infty} = [1 - (h/d)^2]^{-1/2} \{1 + (3\lambda/8d)[1 - (h/d)^2]^{-1}\}. \quad (3)$$
 У виразі (3) вважається, що розсіювання носіїв струму поверхнями плівки є дифузним ( $p = 0$ ). Використання (3) для пояснення залежностей  $\rho(d) \cdot d = f(d)$  дозволяє описати відхилення цих залежностей від лінійності та здійснити достатньо коректну оцінку параметра h. Розраховані нами значення h наведені в табл. 1.

Аналіз отриманих даних показує, що експериментальні розмірні залежності питомого опору плівок міді достатньо добре описуються з допомогою виразу (3) і лише в діапазоні малих товщин ( $d < 9$  нм для плівок, нанесених на скло, та  $d < 5$  нм для плівок, нанесених на підшар сурми) спостерігається відхилення від теоретичних кривих, розрахованих з виразу (3) при підстановці експериментальних даних  $\rho_{\infty}$ ,  $\lambda$  та h. Таким чином, можна сказати, що:

1. Середня довжина вільного пробігу носіїв струму в плівках, нанесених при однакових інших умовах на поліроване скло, більша від  $\lambda$  носіїв струму в плівках, нанесених на підшар сурми.
2. Значення  $\rho_{\infty}$  для плівок, нанесених на скло, менші від питомого опору плівок безмежної товщини, нанесених при ідентичних умовах на підшар сурми.
3. Величина середньої амплітуди поверхневих неоднорідностей h у плівках міді, нанесених на підшар сурми, є меншою від такої ж, обчисленої для плівок міді, отриманих при аналогічних умовах на чистій поверхні скла.

Порівняння величини  $\rho_{\infty}$  та  $\beta_{\infty}$ , наведених в табл. 1, з відповідними табличними даними  $\rho_0$  та  $\beta_0$ , які характеризують масивні зразки металу [6], показує, що  $\rho_{\infty} > \rho_0$ , а  $\beta_{\infty} < \beta_0$ . Спостережувані відмінності зумовлені внеском розсіювання носіїв струму межами зерен, оскільки досліджувані плівки є дрібнозернистими і середня довжина вільного пробігу носіїв струму  $\lambda$  співмірна з лінійними розмірами зерен D (в умовах виконаного дослідження  $\lambda > D$ ). Пояснення відмінностей між  $\rho_{\infty}$  та  $\rho_0$  і  $\beta_{\infty}$  та  $\beta_0$  можна здійснити на основі модельних уявлень про внутрішній розмірний ефект Майадаса-Шацкеса (М-Ш) [10] та Телье-Госе-Пішара (Т-Т-П) [11-13]. Врахування внеску розсіювання носіїв струму границями зерен здійснена в [10] з допомогою безрозмірного параметра r, що має сенс імовірності розсіяння носія струму при перетині міжзеренної межі, а у [11-13] – з допомогою параметра t – імовірності міжзеренного тунелювання носіїв. В [11-13] показано, що при ізотропному розсіянні носіїв струму параметри r та t є взаємозв'язаними:

$$r/(1-r) = 2(1-t)/(1+t) \quad (4)$$

Теорія М-Ш [10] для моноблочних по товщині плівок дає наступне співвідношення:

$$\rho_0/\rho_{\infty} = f(\alpha) = 1 - 3\alpha/2 + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln(1+1/\alpha) < 1, \quad (5)$$

тут  $f(\alpha)$  – зерномежова функція Майадаса-Шацкеса, де  $\alpha = \lambda_0 r/D(1-r)$ . В результаті, середня довжина вільного пробігу носіїв струму в масивному металі  $\lambda_0$  в  $1/f(\alpha)$  разів більша за  $\lambda$ :

$$\lambda = \lambda_0 f(\alpha). \quad (6)$$

Теорія [11-13] розвинута для полікристалічних зразків і, згідно з цією теорією, взаємозв'язок між  $\rho_\infty$  та  $\rho_0$  може бути записаний:

$$\rho_\infty/\rho_0 = 1+3\lambda_0(1-t)/D(1+t) \quad (7)$$

Використання виразів (5), (6) і (7) для опису результатів експериментального дослідження розмірних явищ у тонких плівках дозволяє здійснити оцінку параметрів переносу заряду. Результати подібного розрахунку наведено в табл. 2. Відзначимо, що для порівняння можливостей моделей М-Ш та Т-Т-П у таблиці наведено результати взаємного перерахунку величини параметрів  $r$  і  $t$  з допомогою виразу (4). Використання виразу теорії Т-Т-П для взаємозв'язку між  $\beta_0$  та  $\beta_\infty$  дозволяє обчислити імовірність міжзеренного тунелювання носіїв струму. Згідно з [11 - 13]:

$$\beta_0/\beta_\infty = 1+3\lambda_0(1-t)/D(1+t). \quad (8)$$

Підстановка величин  $\beta_0$ ,  $\beta_\infty$ ,  $\lambda_0$  та  $D$  в даний вираз дає значення  $t=0,71$  для плівок міді, нанесених на чисте скло, та  $t=0,60$  для плівок міді, нанесених на підшар сурми. Якщо у вираз (4) підставимо значення  $t=0,71$  та  $t=0,60$ , то отримаємо, що вираз справедливий при  $r=0,25$  та  $r=0,37$  відповідно. Отримані результати теорії Т-Т-П [11-13] у межах точності експерименту добре узгоджуються з результатами теорії М-Ш [10].

**Таблиця 2**

Параметри переносу заряду в плівках міді при  $T = 293 \text{ K}$ .

Підкла- дки	Теорети- чний вираз	$\lambda_0$ , нм	$r_p$	$t_p$	$r_\beta$	$t_\beta$
Скло	(5)	38	0,26	0,70		
	(7)	38	0,24	0,73	0,25	0,71
Скло +Sb	(5)	38	0,31	0,68		
	(7)	38	0,30	0,65	0,37	0,6

Отримані кількісні характеристики параметрів переносу заряду в плівках міді, нанесених на чисте поліроване скло, та поліроване скло, покрите підшаром сурми, достатньо добре узгоджуються між собою та з даними, наведеними в роботах інших авторів. Середня довжина вільного пробігу носіїв

струму в плівках, знайдена за результатами дослідження питомого опору та температурного коефіцієнта опору ( $\lambda_p = 21 \text{ нм}$  і  $\lambda_\beta = 20 \text{ нм}$ ), добре узгоджується з результатом, отриманим в [15]:  $\lambda = (23 - 26) \text{ нм}$ . Деяка відмінність між наведеними величинами, мабуть, зумовлена тим, що в [14] лінійні розміри кристалітів ( $D = 24 \text{ нм}$ ) були більшими від лінійних розмірів кристалітів ( $D = 20 \text{ нм}$ ) у досліджених нами плівках.

З отриманих нами даних випливає, що при  $T = 293 \text{ K}$  довжина вільного пробігу  $\lambda_0 = 38 \text{ нм}$ . Цей результат співпадає з відомою з літератури аналогічною величиною, що описує явища переносу в масивному металі. Знайдені нами величини, які характеризують зерномежове розсіювання, добре узгоджуються з даними, отриманими в інших роботах. Зокрема, в [15] для масивних полікристалічних зразків міді показано, що коефіцієнт зерномежового розсіювання дорівнює  $r = 0,32 - 0,34$ . Точицьким [16] для плівок міді одержано  $r = 0,28$ . Згадані результати в межах точності експерименту узгоджуються з отриманими нами даними ( $r = 0,24 - 0,26$ ). Деяке збільшення  $r$  до величини  $r = 0,30 - 0,31$ , отримане нами для плівок, нанесених на підшар сурми, можливо, зумовлене міграцією атомів сурми міжзеренними межами при відпалі плівки.

## Висновки

1. В результаті дослідження впливу сурфактантних підшарів сурми на електропровідність плівок міді показано, що вплив цього шару призводить до формування більш дрібнодисперсних полікристалічних шарів міді, ніж у випадку конденсації металу на діелектричній підкладці.
2. Результати дослідження електропровідності плівок міді пояснено на основі існуючих модельних уявлень про перенос заряду в плівках металів. Знайдено параметри переносу заряду в плівках міді.

**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] T. Lewowski, P. Wiczorek. Surfactant Effect of Sb on the Growth of Ag Films on Sapphire Substrate // *Appl. Surf. Sci.*, **93**, pp. 85-87 (1996).  
 [3] 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)**, сс. 418-422 (2002).  
 [4] А. Бородчук, О. Дорош, З. Стасюк. Вплив субатомних підшарів сурми на металізацію плівок срібла та міді. // *ВЛУ. Серія фізична*, **33**, сс. 328-332 (2000).  
 [5] Б.Л. Мельничук, З.В. Стасюк. Зернограничное рассеяние носителей тока в тонких пленках металлов группы титана // *Физика металлов и металловедение*, **62**, сс. 53-57 (1992).  
 [6] E.H. Sondheimer. The Mean Free Path of Electrons in Metals // *Adv. Phys.*, **1**, pp. 1-42 (1952).

- [7] G. Wedler, M. Fouwad. Die Schichtdickenabhängigkeit des Electricischen Widerstandes Aufgedampften Nickelfilme // *Z. Phys. Chem.- BRD*, **40**(1), pp. 1-11 (1964).
- [8] Y. Namba. Resistivity and its Temperature Coefficient of Thin Metal Films with Rough Surface // *Jap. J. Appl. Phys.*, **9**, pp. 1326-1329 (1970).
- [9] И.К. Кикоин. *Таблицы физических величин*. Справочник. - М.: Атомиздат, 624 с. (1976).
- [10] A.F. Mayadas, M. Shatzkes. Electrical Resistivity Model for Polycrystalline Films: the Case of Arbitrary Reflection at External Surfaces // *Phys. Rev. B: Solid State*, **B1**(4), pp. 1382-1389 (1970).
- [11] C.R. Tellier, A.J. Tosser. The Temperature Coefficient of Resistivity of Polycrystalline Radio Frequency Sputtered Aluminium Films // *Thin Solid Films*, **43**(3), pp. 261-266 (1977).
- [12] H. Tijani, C.R. Pichard, A.J. Tosser. Isotropy of the Grain Boundary Sattering in the Famework of a Multidimensional Conduction Model // *Journ. Mat. Sci.*, **6**(9), pp. 1107-1109 (1987)
- [13] M. Bedda, C.R. Pichard, A.J. Tosser. Numerical Aproximations for Tansport Parameter in the Famework of Multidimensional Conduction Models // *Journ. Mat. Sci.*, **21**, pp. 1405-1412 (1986).
- [14] U. Jakob, J. Vancea, H. Hoffmann. Surface-roughness Contribution to the Electrical Resistivity of Polycrystalline Metal Films // *Phys. Rev.*, B. **41**(17), pp. 11852-11857 (1990).
- [15] P. Kwapulinski, J. Rasek, Z. Gierak. Scattering of Conductivity Electrons on Grain Boundaries in Metals // *Phys. Stat. Solid (a)*, **107**(1), pp. 299-304 (1988).
- [16] E.J. Tochitskij, N.M. Belyavskij. Grain-Boundary Electron Scattering Effect on Metal Film Resistivity // *Phys. Stat. Solid (a)*, **61**, pp. K21-K24 (1980).

R.I. Bihun, Z.V. Stasyuk

## **The Influence of Stibium Subatoms Surfactant Layers on Structure and Electron Transport in Nanometer Thick Copper Film**

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

The structure and electrical properties of Cu nanometer thick films deposited on polished glass surface and glass surface predeposited with stibium surfactant layers were investigated. It was shown that subatom Sb layer (mass thickness 1-2 nm) hasted Cu films metallization. Predeposited subatom Sb surfactant layer course formation of more fine-dyspersated thin Cu films. The experimental results were explained within the framework of the classical and internal size effect theories.