

МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ И ПЛЁНКИ

PACSnumbers: 61.43.Gt, 66.30.Fq, 66.30.Pa, 68.35.Dv, 68.55.J-, 68.60.Dv, 72.10.Fk, 73.61.At

Зростання наскрізних пор і термічне диспергування суцільних полікристалічних плівок міді

С. І. Петрушенко, С. В. Дукаров, В. М. Сухов

*Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна
майдан Свободи 4,
61022 Харків, Україна*

Наведено результати досліджень розпаду суцільних полікристалічних плівок міді на островки під дією нагріву. Встановлено, що попереднє відпалювання плівок за температури у 150°C підвищує їх термічну стабільність. Ефект, що спостерігається, пояснюється зміною мікроструктури плівок у процесі їх відпалювання. За допомогою електронно-мікроскопічних досліджень кінетики зростання наскрізних пор при нагріванні визначено енергію активації поверхневої самодифузії у плівках міді.

Ключові слова: термічна стабільність, енергія активації, поверхнева самодифузія, тонкі плівки міді.

The results of studies of dispersion of continuous polycrystalline films of copper onto the islands under the influence of temperature are presented. As found, the previous annealing of films at the temperature of 150°C increases their thermal stability. The observed effect can be explained by the change in the microstructure of films during the annealing process. The activation energy of surface self-diffusion in copper films is determined using electron-microscopy studies of the kinetics of through-pores' growth while heating.

Key words: thermal stability, activation energy, surface self-diffusion, copper thin films.

Corresponding author: Sergiy Ivanovych Petrushenko
E-mail: petrushenko@univer.kharkov.ua

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine

Please cite this article as: S. I. Petrushenko, S. V. Dukarov, and V. N. Sukhov, Growth of Through Pores and Thermal Dispersion of Continuous Polycrystalline Films of Copper, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 10: 1351–1366 (2016) (in Ukrainian), DOI: 10.15407/mfint.38.10.1351.

Приводятся результаты исследований распада сплошных поликристаллических плёнок меди на островки под действием нагрева. Установлено, что предварительный отжиг плёнок при температуре 150°C повышает их термическую стабильность. Наблюдаемый эффект объясняется изменением микроструктуры плёнок в процессе их отжига. С помощью электронно-микроскопических исследований кинетики роста сквозных пор при нагреве определена энергия активации поверхностной самодиффузии в плёнках меди.

Ключевые слова: термическая стабильность, энергия активации, поверхностная самодиффузия, тонкие плёнки меди.

(Отримано 16 серпня 2016 р.)

1. ВСТУП

Процеси деградації і розпаду полікристалічних плівок металів під дією температури протягом тривалого часу викликають неослабний інтерес дослідників і практиків. Це пов'язано з тим, що такі процеси, безумовно, шкідливі, коли потрібне формування суцільних провідних, діелектричних або буферних шарів. Так, оскільки процеси взаємної дифузії і розчинення в тонких плівках та інших наноструктурах перебігають значно активніше, ніж у масивному стані [1–3], висока швидкість деградації різних технологічних покриттів може значно обмежити перспективи їх практичного застосування. Для запобігання диспергуванню, особливо в разі ультратонких провідних плівок, широкого поширення набули методи, засновані на застосуванні сурфактантних шарів [4, 5]. Альтернативний підхід збільшення термічної міцності покриттів, який є перспективним для більш товстих зразків, полягає в цілеспрямованому керуванні їх микроструктурою, яка очевидно має істотно впливати на температуру руйнування суцільних плівок.

З іншого боку, диспергування первісно суцільних плівок металів може виявитися надзвичайно важливим при створенні сучасних наноелектронних пристроїв, для яких потрібне формування на поверхні або в об'ємі матриці масиву окремих частинок, розподілених по можливості у вузькому і контрольованому інтервалі розмірів [6, 7]. Для вирішення цього завдання широкого поширення набули різні, зокрема, хемічні методи [8]. Однак вони мають обмеження, пов'язані в першу чергу з недостатньою чистотою одержуваних об'єктів. У зв'язку з цим значні перспективи в розвитку методики створення масивів наночастинок належать вакуумним методам, у разі застосування яких легше позбутися неконтрольованих домішок і зовнішніх забруднень. Зокрема, у роботах [9, 10] показано, що топлення і подальша кристалізація плівок легкотопких металів і стопів на аморфній вуглецевій підкладці зумовлюють утворен-

ня безлічі окремих ізольованих частинок, форма яких близька до сферичної. При цьому змінення товщини вихідної плівки дозволяє варіювати величину і характер розподілу за розмірами частинок, на які диспергуються зразки. Також в [11, 12] встановлено, що островкові плівки з частинками сферичної форми можуть бути одержані шляхом конденсації за механізмом пара-рідина за температур, істотно нижчих за температуру топлення. Термічне диспергування для створення масиву функціональних наночастинок використане в роботі [13], у якій показано, що при відпалюванні первинно суцільних плівок кобальту за температури близько 1000 К у них утворюються окремі частинки, яким властиві важливі для технічних застосувань магнетні якості.

Ця робота присвячена вивченню впливу на стабільність і диспергування суцільних полікристалічних плівок міді їх структури та морфології, а також процесів термічного відпалювання.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Як об'єкти досліджень використовувалися суцільні полікристалічні плівки міді завтовшки 20–100 нм, конденсовані на вуглецевий підшар, який у досліджуваному діапазоні температур практично інертний по відношенню до міді. Завдяки цьому істотно знижується взаємодія металевої плівки з матеріалом підкладки, а досліджувані зразки певною мірою можуть розглядатися як вільні. Для одержання зразків використовувалася мідь чистотою не гірше за 99,99%, яка безпосередньо перед осадженням додатково очищувалася шляхом вакуумного переготування. Експерименти проводили у вакуумі 10^{-6} мм рт. ст. у наступний спосіб. На прямокутний полікороний (полірований полікристалічний Al_2O_3) підкладкоутримувач шляхом випаровування з вольтової дуги конденсувалася аморфна вуглецева плівка товщиною близько 20 нм, на яку з молібденового випарника з постійною швидкістю приблизно 2 нм/с наносився шар досліджуваного металу. Товщини плівок визначалися у процесі їх осадження за зсувом частоти кварцового резонатора. Після припинення конденсації, залежно від завдань експерименту, або вся підкладка нагрівалася до заданої температури, за якої вона утримувалася протягом певного часу (зазвичай протягом двох годин при $T = 150^\circ C$), або вздовж неї створювався градієнт температур (в інтервалі від кімнатної до $400\text{--}700^\circ C$), який підтримувався протягом 30 хв. Контроль температур здійснювався за допомогою кількох хромель-алюмелевих термопар, притиснутих до тильної сторони підкладкоутримувача. За допомогою такого методу можна в одному експерименті, тобто для плівок, сформованих в однакових умовах, спостерігати на підкладці набір станів, що відповідають нагріванню досліджуваних систем до різних температур та їх від-

палюванню протягом однакового часу [14–16]. Одержані зразки охолоджували у вакуумі до кімнатної температури, виймали з вакуумної установки і потім досліджували за допомогою растрового електронного мікроскопа Jeol JSM-840.

Зразки для дослідження у просвітлювальному електронному мікроскопі ЕМВ-100БР одержували конденсацією вуглецевого підшару і міді на свіжі відколи монокристалів NaCl, які потім зазнавали необхідного термічного впливу. Для дослідження температурної залежності електроопору плівки осаджували на спеціальні вимірювальні комірки, які являли собою скляні пластини з нанесеною системою плівкових контактів, що забезпечували вимірювання опору в циклах нагрівання–охолодження за чотирьох-точковою схемою. Нагрівання вимірювальної комірки здійснювалося випромінюванням вольфрамової спіралі, розташованої з тильного боку комірки. Контроль температури забезпечувався хромель-алюмелевою термопарою.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На рисунку 1 представлена фотографія плівки Cu після її нагрівання на підкладинці з градієнтом температур. Видно, що, як і в інших подібних системах [14], у межах одного зразка є дві області, що відрізняються світлорозсіюванням. Температура межі змінення світлорозсіювання збільшується з товщиною плівок (рис. 2). Зокрема, для плівок Cu товщиною 50 нм за умови їх конденсації на підкладку кімнатної температури ця межа знаходиться при 367°C.

Електронно-мікроскопічні дослідження показали (рис. 3), що морфологія плівок в областях, які відповідають частинам підкладки з різним світлорозсіюванням, істотно різна. У більш високотемпературній області плівки Cu є острівцевими. У низькотемпературній області окремі острівці не виявляються, що разом з даними вимірювання електричного опору свідчить про те, що за цих темпера-

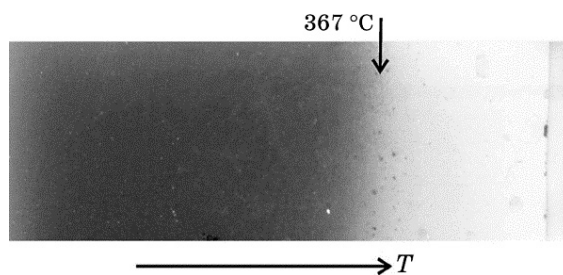


Рис. 1. Фотографія плівки міді на підкладинці з градієнтом температур.

Fig. 1. Picture of copper film on the substrate with temperature gradient.

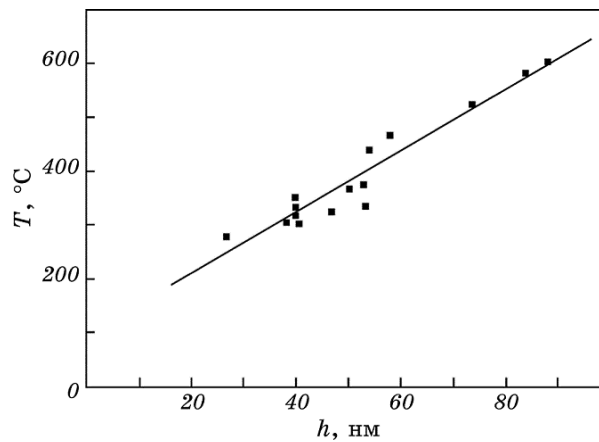


Рис. 2. Залежність температури розпаду суцільних невідпалених плівок міді від їх товщини.

Fig. 2. Dependence of decomposition temperature of continuous unannealed copper films on their thickness.

тур плівка залишається суцільною. Як видно з рис. 3, у цій області у суцільних плівках спостерігаються пори, розмір яких (за постійної тривалості відпалювання) визначається температурою нагрівання. Таким чином, межа зміни світлорозсіювання, що виявляється під час візуального спостереження, відповідає переходу від суцільної плівки до острівцевої.

Важливу інформацію про поведінку плівкових систем і особливо про процеси, що відбуваються на міжфазних границях, можуть дати дослідження залежності електроопору плівок від температури. Так, у роботах [17, 18] метод вимірювання електроопору використовувався для визначення меж стабільності рідкої фази в багаточастикових плівках. А у [2] за допомогою подібних досліджень була визначена енергія активації дифузії у плівках Cu–Ni.

На рисунку 4 наведено графік температурної залежності електроопору плівки міді завтовшки 50 нм у першому циклі нагрівання та охолодження. Видно, що перше нагрівання свіжосконденсованих плівок Cu до температури приблизно 100–150°C зумовлює різке зниження їх електроопору [17]. Це свідчить про відпалювання, принаймні, частини нерівноважних дефектів, сконцентрованих на границях зерен і в першу чергу відповідальних за опір полікристалічних плівок [19, 20]. Згідно з [2], енергію активації дифузії можна оцінити за допомогою виразу

$$E_a = \frac{k \ln(\Delta R / R)}{1 / T} = k\alpha, \quad (1)$$

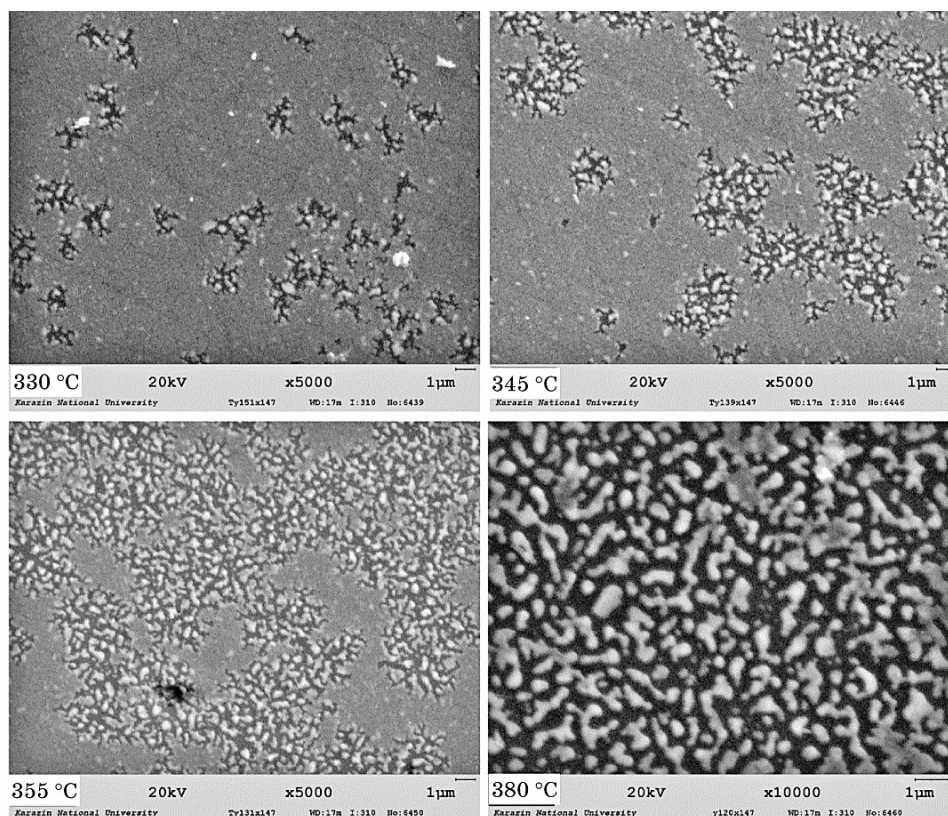


Рис. 3. Електронно-мікроскопічні знімки плівок міді, нагрітих до різних температур (вказані на знімках).

Fig. 3. SEM images of copper films heated to different temperatures (shown in the pictures).

де k — Больцманнова стала, α — кутовий коефіцієнт прямої, якою апроксимується температурна залежність опору (у координатах $\ln R - 1/T$) (рис. 4, вставка). Одержана величина дорівнює 0,35 еВ, що істотно нижче значень, характерних для об'ємної дифузії.

Розглянута вище ситуація реалізується, якщо зразки досить швидко (не більше ніж протягом 10 хвилин) нагрівалися до температур, що зумовлюють їх термічне диспергування. Однак плівки безпосередньо після конденсації на холодну підкладку містять безліч нерівноважних дефектів, кількість яких може бути зменшена шляхом термічного відпалювання [21].

Розумно припустити, що мікроструктура плівок і наявні в них дефекти можуть чинити істотний вплив на їх термічну стабільність. Виходячи з цих міркувань, було одержано зразки, які перед нагрі-

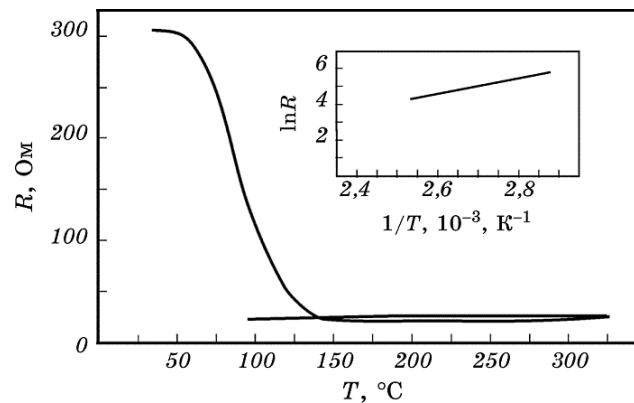


Рис. 4. Залежність опору плівок Cu від температури в першому циклі нагрівання та охолодження. На вставці — Арреніусів графік, що відповідає інтервалу температур 80–120°C.

Fig. 4. Dependence of Cu-film resistance on temperature in the first cycle of heating and cooling. Inset: Arrhenius graph that corresponds to the temperature range 80–120°C.

ванням до температури термічного диспергування піддавалися відпалюванню за температури 150°C протягом двох годин. Виявилось, що термічна стабільність плівки Cu значно підвищується, і перехід від суцільної до острівцевої відбувається за температури 490°C. Растрові електронно-мікроскопічні дослідження плівок міді показали, що термічне відпалювання якісно не змінює їх морфологічної структури, однак характерні елементи деградації (пори, лабіринтова структура, окремі острівці) з'являються за більш високих температур.

Таким чином, навіть таке досить низькотемпературне відпалювання (30% температури топлення міді) істотно збільшує термічну стабільність плівок Cu.

Порівняння електронно-мікроскопічних зображень (рис. 5), одержаних від відпалених і невідпалених зразків, показало, що їх мікроструктура істотно розрізняється. Так, у плівках, що не піддавалися відпалюванню, спостерігається бімодальний розподіл кристалітів за розмірами. Першому максимуму відповідає велике число зерен із середнім характерним розміром 30 нм. Другому — окремі кристалічні включення, середній розмір яких складає 200 нм. Короткочасне нагрівання плівки до 200°C протягом часу, за який відбувається різке зниження їх електроопору в першому циклі нагрівання, практично не призводить до зміни мікроструктури зразків, а збільшення середнього розміру кристалітів при цьому не перевищує 10–20%. Зразки ж, що пройшли відпалювання протягом 2 годин за температури 150°C, складаються переважно з досить великих кристалітів,

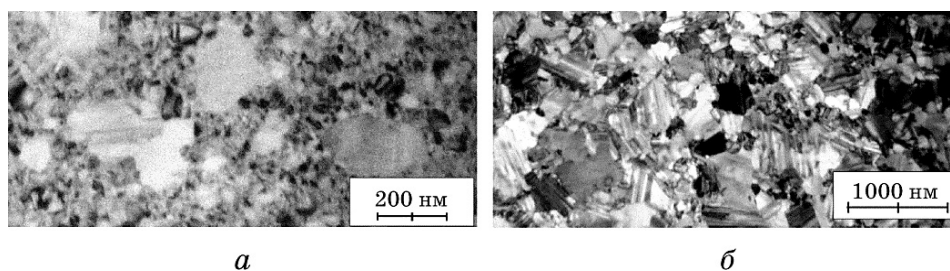


Рис. 5. Електронно-мікроскопічні знімки плівок міді до (а) і після (б) відпалювання протягом двох годин за температури 150°C.

Fig. 5. TEM images of copper films before (a) and after (b) annealing for two hours at temperature of 150°C.

середній розмір яких досягає вже 250 нм, а дрібнодисперсна фаза, яка присутня в невідпалених зразках, не виявляється.

Оскільки короткочасне відпалювання не викликає значної зміни мікроструктури плівок, енергія активації, визначена раніше за падінням електроопору при першому нагріванні, не стосується процесів дифузійного масоперенесення. Одержана величина відповідає енергіям, типовим для активації руху вакансій [22] у нанозразках. Основний внесок в електроопір полікристалічних плівок вносять межі зерен [19], і саме поблизу них особливо велика концентрація вакансій [20]. Тому найбільш імовірною причиною різкого і необоротного зниження опору плівок у першому циклі нагрівання є процеси вакансійної перебудови границь зерен, у результаті чого зменшується частка міжзеренних границь із високою дефектністю, які, власне, і забезпечують значний опір.

Термічне диспергування плівок і порушення їх електричної суцільності, що спостерігаються за більш високих температур, можуть відбуватися шляхом поступового зростання пор, які утворилися у плівці на етапі конденсації [23], і їх подальшого об'єднання. Як витікає з [23], такі наскрізні пори виникають переважно в місцях потрійних стиків міжзеренних границь.

Відзначимо, що при відпалюванні плівок збільшується розмір кристалітів і, відповідно, зменшується їх кількість на одиницю площі (далі — густина). Відповідно знижується і число потрійних стиків, біля яких переважно і виникають наскрізні пори. Тому закономірно, що розпад суцільних плівок більш активно протікає в дрібнодисперсних зразках.

Утворення пор у плівках відбувається дифузійним шляхом і може бути використане для оцінки параметрів, що характеризують дифузійні процеси в досліджуваних зразках. Енергія активації процесу пороутворення визначається за кутовим коефіцієнтом лінійної апроксимації температурної залежності середнього розміру

пор (d) у координатах $\ln d - 1/T$ [24]. Згідно з [24] ця енергія відповідає енергії активації поверхневої дифузії у плівкових зразках.

Як видно з рис. 6, у плівках Cu середня площа пор збільшується із зростанням температури. Встановлено, що як для відпалених, так і для невідпалених плівок міді енергія активації поверхневої самодифузії складає близько 1,6 еВ. Одержана величина істотно нижча за величину енергії активації об'ємної дифузії, характерної для міді в масивному стані, і в цілому відповідає значенню, одержаному в роботі [25]. Згідно з нашою оцінкою, виконаною відповідно до методики [2], коефіцієнт дифузії в досліджених плівках міді зростає порівняно з масивом приблизно на шість порядків. Незважаючи на те, що використане у роботі відпалювання не призводить до помітної зміни енергії активації пороутворення, щільність пор спадає від $0,6 \text{ мкм}^{-2}$ для невідпалених зразків до $0,2 \text{ мкм}^{-2}$ у відпалених плівках.

Зниження густини кристалічних зерен унаслідок відпалювання супроводжується закономірним зменшенням числа потрійних стиків. З іншого боку, щільність кристалітів обернено пропорційна до їх площі (тобто d^2). Оскільки середня площа кристалітів при відпалюванні наших зразків зростає у 70 разів, а щільність пор зменшується лише втричі, можна стверджувати, що дифузійні процеси зумовлюють зникнення у першу чергу низькоенергетичних меж, формування пор біля яких мало ймовірно.

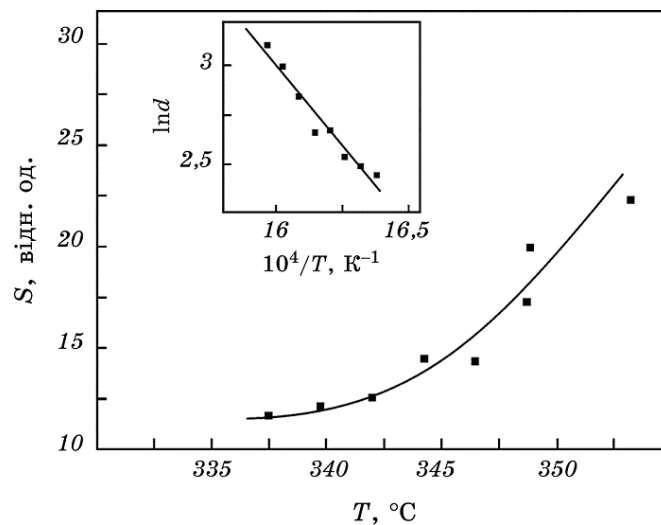


Рис. 6. Залежність від температури середньої площі пор у невідпалених зразках міді. На вставці — відповідний Арреніусів графік.

Fig. 6. Temperature dependence of the average area of pores in the unannealed samples of copper. There is the corresponding Arrhenius graph on the inset.

Енергію активації процесів термічного диспергування суцільної плівки також імовірно можна оцінити з температурної залежності електроопору плівок під час їх розпаду. Значення, одержане з Арреніусових графіків, яких було побудовано за даними вивчення температурної залежності електроопору, складає близько 3 еВ і приблизно вдвічі відрізняється від того, яке було визначено раніше, виходячи з температурної залежності середнього розміру пор.

Вірогідно, це пояснюється наступним. Передусім, варто звернути увагу на істотну відмінність цієї ділянки термічної залежності опору від раніше розглянутої ділянки відпалювання. Падіння опору при низькотемпературному відпалюванні зумовлене зниженням напружень на межах кристалітів і вдосконаленням їх структури, тобто ефектами, що відбуваються безпосередньо у приграничній зоні. У той же час збільшення опору при високих температурах — зростанням і подальшим об'єднанням у суцільній плівці наскрізних пор, що закінчується розпадом на окремі острівці. Енергія активації дифузії визначається залежністю логарифма середнього розміру пор від зворотної температури, тобто виразом [23]:

$$\ln d = E_a \frac{1}{kT} + \beta, \quad (2)$$

де другий доданок (β) можна вважати незалежним від температури. Тобто для визначення енергії активації дифузії під час розпаду плівок можна скористатися виразом:

$$E_a = k\gamma, \quad (3)$$

де γ — кутовий коефіцієнт прямої, якою апроксимується температурна залежність опору (в координатах $\ln d - 1/T$).

Згідно [23], щільність пор у зразку практично не змінюється аж до температур, які безпосередньо передують диспергуванню плівок. Отже, замість побудови залежності логаритму середнього розміру пор від зворотної температури можна використати залежність їх загальної площі на деякій ділянці зразка ($\ln S_p - 1/T$).

Утворення і зростання пор у плівці очевидно мають викликати збільшення електроопору. Для того щоб оцінити вплив розміру пор на опір плівки, можна використати модель, який є подальшим розвитком моделю «паралельних провідників», запропонованого в роботі [17] для пояснення стрибків електроопору, що супроводжують топлення і кристалізацію легкоотопкого компонента в багатошарових плівкових системах. Так, для визначення опору плівки розіб'ємо її на сукупність вузьких смуг, які відіграватимуть роль паралельних провідників. У свою чергу опір кожного з таких паралельних провідників очевидно можна визначити, розбивши його на достатню кількість елементів, з'єднаних послідовно. Незважаючи

на те, що очікувати від такого найпростішого моделю точних чисельних результатів було б занадто сміливо, на наш погляд, він цілком здатний передбачити вплив пор, присутніх у плівці, на її опір. З метою використання зазначеного моделю для розрахунку опору плівок, що містять пори, було створено комп'ютерну програму, у якій пори симулювалися зменшенням товщини «плівки» (і закономірним збільшенням опору цієї ділянки плівки), а відтік речовини з поверхні зростаючої пори моделювалося відповідним збільшенням товщини навколишньої ділянки зразка. Одержані результати (для різного співвідношення провідності вихідної плівки і пори) представлено у координатах опір–сумарна площа пор у зразку на рис. 7. Як бачимо, зазначені залежності добре екстраполюються лінійними рівняннями, тобто у межах використаного моделю опір плівки виявляється прямо пропорційним сумарній площі пор або, з урахуванням незалежності їх кількості від температури [23], — квадрату їх середнього розміру d^2 .

Оскільки $\ln d^2 = 2 \ln d$, для переходу до енергії активації власне процесу розпаду суцільної плівки на острівцеву слід величину, одержану з результатів вимірювання опору зразка у процесі його дис-

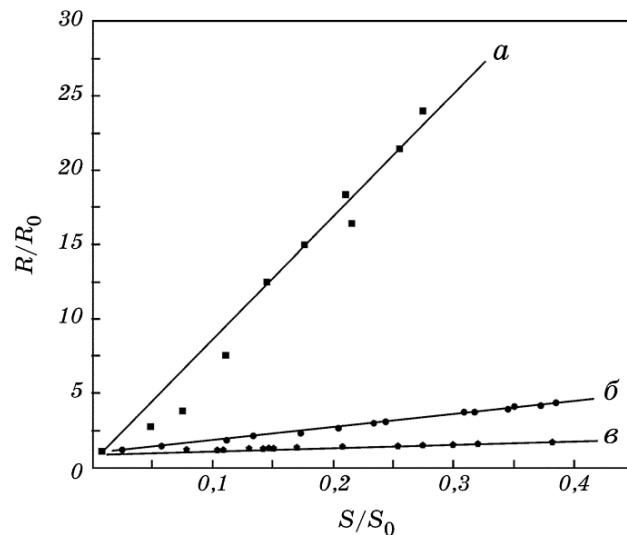


Рис. 7. Залежності опору (нормованого на опір бездефектної плівки) від відносної площі пор у суцільних плівках, що відповідають випадку, коли питомий опір пори перевищує опір вихідної плівки у 500 (а), 50 (б) і 5 (в) разів.

Fig. 7. Dependences of resistance (normalized on non-defective film resistance) on the relative area of pores in solid films that correspond to the case when the resistivity of pore is 500 (a), 50 (b) and 5 (c) times greater than that of the original film.

пергунання, зменшити вдвічі. Визначені таким способом величини відповідають тим, які були одержані, виходячи з вимірювання середнього розміру пор.

Растрові електронно-мікроскопічні дослідження показали (рис. 8), що, незалежно від наявності відпалювання, середні розміри ос- трівців, на які диспергуються плівки міді за температури, що на 20 К перевищує відповідну температуру диспергунання, приблизно однакові і для плівок товщиною 50 нм складають 0,4 мкм.

Подальше нагрівання плівок зумовлює продовження розпаду ост-

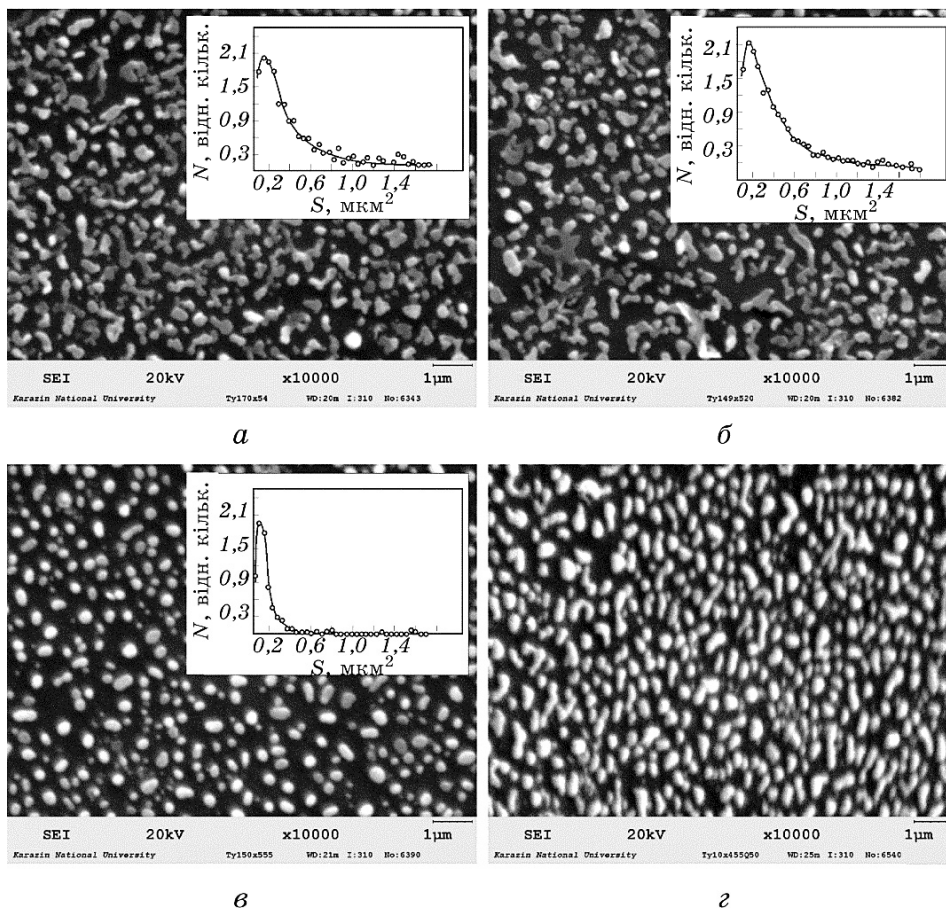


Рис. 8. Електронно-мікроскопічні зображення плівок міді, відпалених при 150°C і потім нагрітих до 525°C (а), 545°C (б), 645°C (в, з). Останнє зображення (з) одержане шляхом похилої зйомки.

Fig. 8. SEM images of copper films annealed at 150°C and then heated to 525°C (a), 545°C (b) 645°C (v, z). The last image (z) was received by sloping shooting.

рівців на більш дрібні, а їх коалесценція, виявлена у [26] для плівок срібла значно більшої товщини, практично не спостерігається. Навпаки, з підвищенням температури збільшується число частинок, що припадають на одиницю площі плівки, тобто триває подальший розпад плівки, а розподіл частинок за розмірами зсувається в область менших величин та істотно звужується (див. вставки нарис. 8).

Також варто відзначити (рис. 8, з), що після півгодинного витримання за температури 645°C, тобто задовго до досягнення температури топлення міді, частинки острівцевої плівки набувають явно округлої форми, що може розглядатися як вказівка на наявність у зразках поверхневого топлення, яке відіграє, згідно з [25], ключову роль у термічному диспергуванні однокомпонентних плівок.

4. ВИСНОВКИ

Показано, що температура диспергування суцільних полікристалічних плівок міді товщиною 3–100 нм виявляється істотно нижчою від їх температури топлення і практично лінійно зростає з товщиною. При цьому тривале відпалювання суцільних полікристалічних плівок міді за температури близько $0,3T_s$ зумовлює збільшення температури їх розпаду на острівці. Встановлено, що збільшення термічної стабільності плівок при відпалюванні зумовлене тим, що у процесі такого термічного впливу середній розмір кристалітів збільшується майже на порядок, а концентрація наскрізних пор, які забезпечують термічне диспергування, у відпалених плівках порівняно з невідпаленими виявляється у три рази меншою. Разом із тим, короткочасне відпалювання, що супроводжується значним (більш ніж на порядок) падінням електроопору вихідної плівки, але не викликає істотної зміни її мікроструктури, не впливає на термічну стабільність зразків. Оскільки одержане значення енергії активації процесу падіння опору виявилось істотно нижчим значень, характерних для об'ємної та поверхневої дифузії, необоротне зниження опору в першому циклі нагрівання мідних плівок зумовлене, напевно, вакансійними механізмами. Шляхом дослідження температурної залежності середнього розміру пор, а також за допомогою вивчення температурної залежності електроопору зразків під час розпаду визначена енергія активації поверхневої самодифузії у плівках Cu, яка, очевидно, й забезпечує їх термічне диспергування. Встановлено, що попереднє відпалювання не впливає на значення енергії активації поверхневої самодифузії.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. S. I. Bogatyrenko, N. T. Gladkikh, A. P. Kryshchal', A. L. Samsonik, and

- V. N. Sukhov, *Phys. Met. Metallogr.*, **109**, Iss. 3: 255 (2010).
2. A. A. Minenkov, S. I. Bogatyrenko, R. V. Sukhov, and A. P. Kryshtal, *Phys. Solid State*, **56**, No. 4: 823 (2014).
 3. S. V. Dukarov, S. I. Petrushenko, V. N. Sukhov, and O. I. Skryl, *Functional Materials*, **23**, No. 2: 218 (2016).
 4. Р. И. Бигун, М. Д. Бучковская, В. М. Гаврилюх, О. Е. Кравченко, Э. В. Стасюк, Д. С. Леонов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **36**, № 4: 531 (2014).
 5. Р. И. Бигун, А. Е. Кравченко, Д. С. Леонов, Я. А. Пастырский, *Металлофиз. новейшие технол.*, **35**, № 5: 603 (2013).
 6. J. Langer, S. M. Novikov, and L. M. Liz-Marzán, *Nanotechnology*, **26**, No. 32: 322001 (2015).
 7. J. W. Varghese, W. H. Roger, and D. Justin, *J. Mater. Chem.*, **1**: 2618 (2013).
 8. Sh. B. Dalavi and R. N. Panda, *J. Magn. Mater.*, **374**: 411 (2015).
 9. Н. Т. Гладких, А. П. Крышталь, Р. В. Сухов, Л. Н. Чепурная, *Вопросы атомной науки и техники*, № 4–2: 293 (2009).
 10. А. П. Крышталь, А. А. Миненков, С. С. Джус, *Журнал нано- і електронної фізики*, **7**, № 1: 01024 (2015).
 11. Н. Т. Гладких, С. В. Дукаров, В. Н. Сухов, *Физика металлов и металлосведение*, **78**, № 3: 87 (1994).
 12. Н. Т. Гладких, С. В. Дукаров, А. П. Крышталь, В. И. Ларин. *Физика металлов и металлосведение*, **85**, № 5: 51 (1998).
 13. В. А. Зленко, М. Г. Демиденко, С. И. Проценко, А. В. Бююн, А. А. Возный, *Журнал нано- і електронної фізики*, **4**, № 4: 04023 (2012).
 14. С. И. Петрушенко, С. В. Дукаров, В. Н. Сухов, И. Г. Чурилов, *Журнал нано- і електронної фізики*, **7**, № 2: 02033 (2015).
 15. N. T. Gladkikh, S. V. Dukarov, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Functional Materials*, **18**, No. 4: 529 (2011).
 16. S. V. Dukarov, *Thin Solid Films*, **323**, Nos. 1–2: 136 (1998).
 17. S. I. Petrushenko, S. V. Dukarov, and V. N. Sukhov, *Vacuum*, **122** (A): 208 (2015).
 18. С. И. Петрушенко, С. В. Дукаров, В. Н. Сухов, *Вопросы атомной науки и техники*, **104**: № 4: 118 (2016).
 19. N. Liu, M. Mesch, T. Weiss, M. Hentschel, and H. Giessen *Nano Lett.*, **10**, No. 7: 2342 (2010).
 20. S. Zhang, W. Fan, K. J. Malloy, S. R. J. Brueck, N. C. Panoiu, and R. M. Osgood, *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**: 434 (2006).
 21. H. Y. Liu, G. S. Tang, F. Zeng, and F. Pan, *J. Crystal Growth*, **363**: 80 (2013).
 22. Н. Т. Гладких, С. В. Дукаров, А. П. Крышталь, В. И. Ларин, В. Н. Сухов, С. И. Богатыренко, *Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных плёнках* (Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина: 2004).
 23. S. V. Dukarov, S. I. Petrushenko, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Problems Atomic Sci. Technol.*, **89**, No. 1: 110 (2014).
 24. Л. С. Палатник, П. Г. Черемской, М. Я. Фукс, *Поры в плёнках* (Москва: Энергоатомиздат: 1982).
 25. D. G. Gromov, S. A. Gavrilov, E. N. Redichev, and R. M. Ammosov, *Phys. Solid State*, **49**, No. 1: 178 (2007).
 26. D. G. Gromov, O. V. Pyatlova, S. V. Bulyarskii, A. N. Belov, and A. A. Raskin, *Phys. Solid State*, **55**, No. 3: 619 (2013).

REFERENCES

1. S. I. Bogatyrenko, N. T. Gladkikh, A. P. Kryshstal', A. L. Samsonik, and V. N. Sukhov, *Phys. Met. Metallogr.*, **109**, Iss. 3: 255 (2010).
2. A. A. Minenkov, S. I. Bogatyrenko, R. V. Sukhov, and A. P. Kryshstal, *Phys. Solid State*, **56**, No. 4: 823 (2014).
3. S. V. Dukarov, S. I. Petrushenko, V. N. Sukhov, and O. I. Skryl, *Functional Materials*, **23**, No. 2: 218 (2016).
4. R. I. Bigun, M. D. Buchkovska, V. M. Gavrilyukh, O. E. Kravchenko, Z. V. Stasyuk, and D. S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **36**, No. 4: 531 (2014) (in Ukrainian).
5. R. I. Bihun, O. E. Kravchenko, D. S. Leonov, and Ya. A. Pastyrs'kyi, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 5: 603, (2013) (in Ukrainian).
6. J. Langer, S. M. Novikov, and L. M. Liz-Marzán, *Nanotechnology*, **26**, No. 32: 322001 (2015).
7. J. W. Varghese, W. H. Roger, and D. Justin, *J. Mater. Chem.*, **1**: 2618 (2013).
8. Sh. B. Dalavi and R. N. Panda, *J. Magn. Magn. Mater.*, **374**: 411 (2015).
9. N. T. Gladkikh, A. P. Kryshstal, R. V. Sukhov, and L. N. Chepurnaya, *Problems Atomic Sci. Technol.*, Nos. 4–2: 293 (2009) (in Russian).
10. A. P. Kryshstal, A. A. Minenkov, and S. S. Dzhus, *Journal of Nano- and Electronic Physics*, **7**, No. 1: 01024 (2015).
11. N. T. Gladkikh, S. V. Dukarov, and V. N. Sukhov, *Fiz. Met. Metalloved.*, **78**, No. 3: 87 (1994).
12. N. T. Gladkikh, S. V. Dukarov, A. P. Kryshstal, and V. I. Larin, *Fiz. Met. Metalloved.*, **85**, No. 5: 51 (1998) (in Russian).
13. V. A. Zlenko, M. G. Demydenko, S. I. Protsenko, A. V. Boyun, and A. A. Vozny, *Journal of Nano- and Electronic Physics*, **4**, No. 4: 04023 (2012).
14. S. I. Petrushenko, S. V. Dukarov, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Journal of Nano- and Electronic Physics*, **7**, No. 2: 02033 (2015).
15. N. T. Gladkikh, S. V. Dukarov, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Functional Materials*, **18**, No. 4: 529 (2011).
16. S. V. Dukarov, *Thin Solid Films*, **323**, Nos. 1–2: 136 (1998).
17. S. I. Petrushenko, S. V. Dukarov, and V. N. Sukhov, *Vacuum*, **122 (A)**: 208 (2015).
18. S. I. Petrushenko, S. V. Dukarov, and V. N. Sukhov, *Voprosy Atomnoy Nauki i Tekhniki*, **104**, No. 4: 118 (2016) (in Russian).
19. N. Liu, M. Mesch, T. Weiss, M. Hentschel, and H. Giessen *Nano Lett.*, **10**, No. 7: 2342 (2010).
20. S. Zhang, W. Fan, K. J. Malloy, S. R. J. Brueck, N. C. Panou, and R. M. Osgood, *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**: 434 (2006).
21. H. Y. Liu, G. S. Tang, F. Zeng, and F. Pan, *J. Crystal Growth*, **363**: 80 (2013).
22. N. T. Gladkikh, S. V. Dukarov, A. P. Kryshstal', V. I. Larin, V. N. Sukhov, S. I. Bogatyrenko, *Poverkhnostnye Yavleniya i Fazovye Prevrashcheniya v Kondensirovannykh Plenkakh* (Kharkiv: KhNU im. V. N. Karazina: 2004) (in Russian).
23. S. V. Dukarov, S. I. Petrushenko, V. N. Sukhov, and I. G. Churilov, *Problems Atomic Sci. Technol.*, **89**, No. 1: 110 (2014).
24. L. S. Palatnik, P. G. Cheremskoy, and M. Ya. Fuks, *Pory v Plenkakh* (Moscow: Energoatomizdat: 1982) (in Russian).

25. D. G. Gromov, S. A. Gavrilov, E. N. Redichev, and R. M. Ammosov, *Phys. Solid State*, **49**, No. 1: 178 (2007).
26. D. G. Gromov, O. V. Pyatilova, S. V. Bulyarskii, A. N. Belov, and A. A. Raskin, *Phys. Solid State*, **55**, No. 3: 619 (2013).