

PACSnumbers: 61.72.Ff, 64.60.ah, 68.37.Lp, 68.43.Mn, 68.47.De, 68.55.A-, 68.55.J-, 81.15.Cd

Ефект зниження порогу перколяції у надтонких плівках срібла при квазірівноважній конденсації та дії плазми на ростову поверхню

Ю. О. Космінська, В. І. Перекрестов, І. В. Загайко

*Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова, 2,
40007 Суми, Україна*

Вивчено закономірності структуроутворення надтонких плівок срібла на відколах KCl, а також на відколах KCl, покритих шаром полімеру PC403 або та-N405. Виявлено ефект, еквівалентний зниженню порогу перколяції. Він є наслідком використання методики осадження, при якій на поверхню підложжя безпосередньо діє низькотемпературна плазма та пари конденсуються за умов, близьких до термодинамічної рівноваги. На основі досліджень за допомогою просвітлювальної електронної мікроскопії й електронної дифракції встановлено, що зародження плівки срібла відбувається у вигляді формування надтонкого аморфного шару, а при подальшому нарощуванні плівки стається поступовий перехід у полікристалічний стан або зародження та ріст незв'язаних один з одним об'ємних кристалів.

Ключові слова: плівка срібла, перколяція, нуклеація, аморфна фаза, магнетронне розпорошення, плазма.

Исучены закономірности структурообразования сверхтонких плёнок серебра на сколах KCl, а также сколах KCl, покрытых полимером PC403 или та-N405. Обнаружен эффект, эквивалентный снижению порога перколяции. Он является следствием использования методики осаждения, при которой на поверхность подложки непосредственно воздействует

Corresponding author: Yuliya Oleksandrivna Kosminska
E-mail: y.kosminska@phe.sumdu.edu.ua

Sumy State University, 2 Rymsky-Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine

Yu. O. Kosminska, V. I. Perekrestov, and I. V. Zagaiko, Effect of Decrease in a Threshold of Percolation in Ultrathin Films of Silver at Quasi-Equilibrium Condensation and Action of Plasma on a Growth Surface, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 38, No. 8: 1103–1116 (2016) (in Ukrainian), DOI: 10.15407/mfint.38.08.1103.

низкотемпературная плазма и пары конденсируются в условиях, близких к термодинамическому равновесию. На основании изучения конденсатов в ПЭМ и при помощи дифракции электронов установлено, что зарождение плёнки происходит в виде сверхтонкого сплошного аморфного слоя, а по мере дальнейшего наращивания конденсата наблюдается постепенный переход в кристаллическое состояние или зарождение и рост несвязанных друг с другом объёмных кристаллов.

Ключевые слова: плёнки серебра, перколяция, нуклеация, аморфная фаза, магнетронное распыление, плазма.

Regularities of structure formation of ultrathin silver films are studied for several types of substrates such as KCl cleaved facets and KCl cleaved facets covered with polymer layer of PC403 or ma-N405. An effect equivalent to percolation threshold decrease is observed. It is a consequence of using the deposition technique, at which low-temperature plasma acts directly onto growth surface and vapours are condensed under conditions close to thermodynamical equilibrium. Based on transmission electron microscopy and electron diffraction studies, it is found that origination of film occurs through formation of ultrathin amorphous layer followed by gradual transition of it to polycrystalline state or to initiation and growth unconnected bulk crystals during subsequent deposition.

Key words: silver films, percolation, nucleation, amorphous phase, magnetron sputtering, plasma.

(Отримано 8 липня 2016 р.)

1. ВСТУП

Розв'язання проблеми формування надтонких суцільних металевих плівок є важливою ланкою при створенні цілого ряду пристроїв. Зокрема, такі плівки можуть бути використані в сонячних елементах в якості прозорих провідних шарів як альтернатива ІТО і ТСО [1]. Крім цього надтонкі металеві шари застосовуються для посилення поглинання сонячної енергії [2], а також для створення метаматеріалів, сенсорів та різноманітних функціональних елементів, які працюють на основі плазмонного резонансу [3]. Для визначення властивостей надтонких суцільних металевих плівок, механізмів та умов їх формування необхідне детальне вивчення початкового етапу росту плівок. Слід окремо відмітити, що це також важливо для з'ясування механізмів, відповідальних за високу адгезію плівок.

Добре відомо, що початковий етап росту металевих плівок на діелектричних підложжях зазвичай відбувається у відповідності до умов Фольмера–Вебера [4, 5]. У випадку формування парових потоків шляхом термічного випаровування металів у вакуумі енергія випаруваних атомів становить $\sim 0,1$ еВ, що визначає такі основні

класичні етапи зародження і росту плівки: 1) утворення об'ємних надкритичних зародків-острівців; 2) коалесценція та зрощування острівців; 3) формування системи каналів у вигляді довгастих порожніх місць на підложжі; 4) вторинне зародкоутворення і заростання каналів, які приводять до утворення суцільної неперервної плівки. В цьому випадку можна говорити про те, що товщина неперервної плівки сумірна висоті первинних надкритичних зародків. В якості критерію формування суцільної плівки може виступати поріг перколяції, або ефективна товщина плівки, при якій остання стає провідною. Наприклад, поріг перколяції для золота та срібла залежить від технологічних умов їх одержання, і мінімальне його значення складає 8–14 нм при осадженні термічно випаруваних атомів на скло за кімнатних температур [6], що не завжди є достатньо малим для розв'язання зазначених вище задач.

Раніше ми відмічали [7, 8], що процес нуклеації плівки в умовах Фольмера–Вебера при конденсації слабо пересичених йонно-розпорошених парів Ti або Al відрізняється від такого процесу при термічному випаровуванні та може проходити у два етапи. На першому етапі утворюється неперервна надтонка аморфна плівка, яка на подальшому етапі конденсації переходить у кристалічний стан із зародженням окремих об'ємних кристалів. Очевидно, за таких умов класичні етапи зародження плівок відсутні. В цьому випадку доцільно зробити висновок про те, що зазначена відмінність є наслідком підвищеної енергії йонно-розпорошених атомів. Так, відомо [9, 10], що розпорошені атоми мають розподіл по енергіям із максимумом в області декількох одиниць еВ та широким «хвостом» до декількох десятків еВ. Оскільки зародження плівки починається саме з формування надтонкого аморфного шару, то можна вважати, що в порівнянні з класичними етапами росту плівок тут має місце зниження порогу перколяції по аморфній фазі. На нашу думку, цей факт може мати важливе значення з наукової та прикладної точок зору. Також слід відмітити, що на даний час відсутні роботи, в яких зазначений ефект був досліджений для шляхетних металів.

Виходячи з цього, основна мета роботи полягає у з'ясуванні механізму зародження плівок срібла за умов осадження йонно-розпорошених атомів у високочистому інертному середовищі, близькості цього процесу до термодинамічної рівноваги та дії плазми на поверхню росту.

2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Для осадження плівок срібла використовувався магнетронний розпорошувач срібла із двома варіантами розташування підкладинок. Схематичне зображення вісесиметричного перерізу розпорошувача наведено на рис. 1. В першому варіанті підложжя може бути роз-

ташована в положенні 2 на аноді 1, що обладнаний автономним нагрівачем. При цьому для більш інтенсивної дії плазми на підложжя 2 використовувався магнетронний розпорошувач із незбалансованим магнетним полем. У другому варіанті підложжя розташовується в положенні 6 в порожнині розпорошувача.

Як зазначено вище, розпорошені атоми мають широкий спектр енергій ($\cong 1\text{--}30$ еВ). При одержанні плівок тиск робочого газу аргону складав величину $\cong 3$ Па. Такому тиску відповідає довжина вільного пробігу розпорошених атомів з енергіями 2–20 еВ в межах 40–55 мм [11]. Оскільки відстань між мішенню 5 та підложжям 2 складає 90 мм, то очевидно, що деяка частина розпорошених атомів при зіткненні з частинками робочого газу буде змінювати напрямок руху на протилежний та потрапляти на підложжя 6 (див. рис. 1). При цьому слід враховувати можливість йонізації атомів Ag, розсіяних на аргоні, та їх подальше прискорення в напрямку підложжя 6 під дією електричного поля магнетронного розпорошувача. В цьому випадку можна говорити про те, що окремі розпорошені атоми Ag, потрапляючи на підложжя 6, будуть мати енергію більше 100 еВ. Такі енергії не виключають імплантацію атомів Ag в приповерхневий шар підложжя. В подальшому парові потоки, які осаджуються на підложжя 2, скорочено будемо називати «прямими», а потоки,

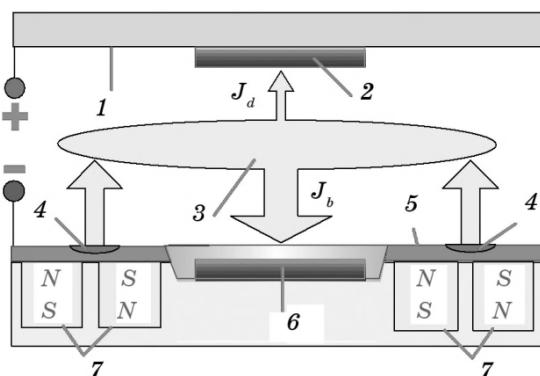


Рис. 1. Схематичне зображення магнетронного розпорошувача з двома варіантами розміщення підкладинок (1 — анод, 2 — підложжя, розташоване на аноді, 3 — зона взаємодії розпорошених атомів з робочим газом, 4 — зона ерозії розпорошувальної мішені, 5 — розпорошувальна мішень з Ag, 6 — підложжя, розташоване в порожнині магнетронного розпорошувача, 7 — магнетна система магнетронного розпорошувача).

Fig. 1. Schematic representation of the magnetron sputtering with two variants of substrate location (1—anode, 2—substrate placed at the anode, 3—region of interaction of sputtered atoms with working gas, 4—zone of erosion of the sputtered target, 5—sputtered silver target, 6—substrate placed inside the sputtering hollow, 7—magnet system of the sputtering).

що осаджуються на підложжя δ — «зворотніми». На рисунку 1 прямі та зворотні потоки позначено відповідно через J_d та J_b .

Як відмічалось вище, основною метою роботи є з'ясування механізму зародження плівок Ag в умовах, близьких до термодинамічної рівноваги. Для температури ростової поверхні T_c такі умови визначаються незначним перевищенням тиску осаджуваних парів P_c над рівноважним тиском P_e . Іншими словами, зародження плівки в умовах наближення до термодинамічної рівноваги можна спостерігати при малій зміні різниці хемічних потенціалів $\Delta\mu$ на шляху переходу атомів з пароподібного у конденсований стан. В першому наближенні [12]:

$$\Delta\mu \cong k_b T \frac{P_c - P_e}{P_e} \cong k_b T_c \xi, \quad (1)$$

де $\xi = (P_c - P_e)/P_e$ — відносне пересичення. Зрозуміло, що при $\xi = 0$ настає термодинамічна рівновага, і конденсація не відбувається. Слід зазначити, що згідно [13, 14] рівноважний тиск

$$P_e \propto \exp\left(-\frac{E_d}{k_b T_c}\right), \quad (2)$$

де E_d — енергія десорбції атомів. Таким чином, на основі (1) і (2) можна говорити про те, що близькі до термодинамічної рівноваги умови спостерігаються при малих значеннях P_c або при достатньо слабких потоках, осаджуваних на нагріті до високих температур T_c підложжя. Обчислення, а також експериментальні результати показують [15–18], що суттєвий вплив близькості до термодинамічної рівноваги на процес структуроутворення конденсатів різних металів проявляється у випадку, коли відносне пересичення менше 0,1.

Важливу роль для зниження відносного пересичення відіграють дія плазми на поверхню росту та підвищена енергія осаджуваних атомів. В цьому випадку передача надлишкової енергії від частинок плазми до адатомів, додатковий розігрів ростової поверхні плазмою, а також надлишкова енергія осаджуваних атомів в значній мірі підвищують ймовірність повторного ревіпарування адатомів. Раніше ми зазначали [15–29], що врахувати дію плазми на поверхню росту можна шляхом зниження E_d до ефективного значення. При цьому конденсація зворотних парових потоків має свої відмітні особливості, які визначаються відсутністю автономного нагрівача підложжя δ та дією на ростову поверхню більш енергетичних йонів плазми. В цьому випадку специфіка масоперенесення розпорошеної речовини та пов'язаний з нею розігрів ростової поверхні під дією плазми приводять до самоорганізації слабких стаціонарних пересичень [16]. Факт конденсації зворотніх потоків поблизу

рівноваги також підтверджується цілим рядом експериментальних результатів [8, 15–17, 20–22, 26–29].

В нашому випадку близькість до рівноваги при конденсації прямих потоків, перш за все, визначалась малою потужністю магнетронного розпорошувача ($P_w = 5,1$ Вт), що уможливило формувати достатньо слабкі парові потоки. Відносне пересичення також знижувалося за рахунок розсіяння парового потоку на аргоні, а також завдяки підвищеним значенням температури підложжя. Так, для більшості експериментів $T_c = 360^\circ\text{C}$.

Внаслідок слабких осаджуваних потоків збільшується ймовірність захоплення залишкових хемічно активних газів конденсатом та утворення домішкових фаз. Тому використовувались непроточний варіант напуску аргону та його подальше очищення за допомогою додаткового розпорошення титану [30]. Слід також підкреслити, що очищення аргону в робочій камері не припинялося протягом всього експерименту, а парціальний тиск залишкових хемічно активних газів складав величину $\approx 8 \cdot 10^{-8} - 10^{-7}$ Па [30].

Процеси зародження плівок досліджувалися на свіжих відколах КСІ. Для окремих експериментів відколи КСІ одержувалися безпосередньо у вакуумі перед нанесенням конденсатів. Процес одержання вакуумних відколів полягав у зламі видовжених добре закріплених кристалів в місцях попереднього насичення. Крім цього, для частини експериментів підложжя КСІ перед нанесення срібла покривалися полімером РС403 або та-N405 методом центрифугування. Необхідність вивчення структуроутворення конденсатів на полімерах викликана тим, що на їх основі виготовляють таку морфологію поверхні, яку сумісно із тонким провідним шаром можна використовувати для створення функціональних елементів плазмоніки. Для досліджень конденсатів срібла в ПЕМ та за допомогою дифракції електронів конденсати відокремлювалися від підложжя методом розчинення останньої у воді. За наявності шару полімеру він відокремлювався від підложжя разом з плівкою срібла.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТІВ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

3.1. Особливості нуклеації при осадженні прямих парових потоків

Нами проведені дослідження механізмів зародження в залежності від чистоти поверхні підкладинок, температури підложжя та часу осадження. Як відмічалось вище, для цього в якості підкладинок використовувалися відколи КСІ, одержані безпосередньо перед конденсацією у вакуумі та заздалегідь у повітрі. Порівняльний аналіз електронно-мікроскопічних досліджень конденсатів показав, що умови проведення сколювання суттєво не впливають на процес зародження. Поряд із цим, температура підкладинок в зна-

чній мірі визначає початковий етап росту конденсатів. Про це свідчать ПЕМ-зображення структур (рис. 2), що одержані при осадженні слабких парових потоків ($P_w = 5,1$ Вт) на підложжя, нагріті до високих ($T_c = 360^\circ\text{C}$) та низьких ($T_c = 35^\circ\text{C}$) температур. Так, конденсація Ag при $T_c = 360^\circ\text{C}$ визначається добре вираженими двома етапами (див. рис. 2, а, б).

Як показують електроннографічні дослідження, на першому етапі формується тонкий аморфний шар (див. рис. 2, а). Другий етап різко контрастує з першим і характеризується тим, що на поверхні аморфної фази зароджуються і ростуть окремі відносно великі кристали, частина з яких має добре виражену кристалічну огранку.

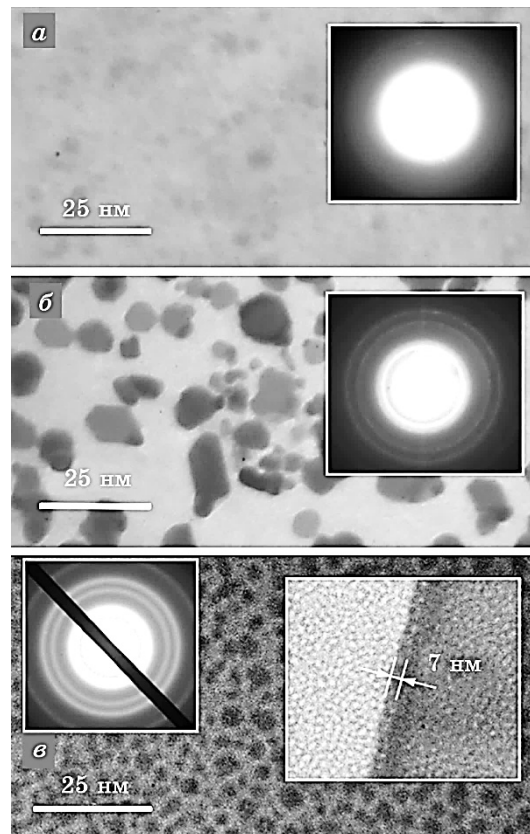


Рис. 2. ПЕМ-зображення та електроннограми конденсатів Ag, одержаних за різних температур та протягом різного часу осадження (а — $t = 60$ с, $T_c = 360^\circ\text{C}$; б — $t = 120$ с, $T_c = 360^\circ\text{C}$; в — $t = 120$ с, $T_c = 35^\circ\text{C}$).

Fig. 2. TEM-image and electron diffraction patterns of Ag condensates obtained at different temperatures and deposition times (а— $t = 60$ s, $T_c = 360^\circ\text{C}$; б— $t = 120$ s, $T_c = 360^\circ\text{C}$; в— $t = 120$ s, $T_c = 35^\circ\text{C}$).

Параметри кристалічної ґратниці цих кристалів, обчислені на основі електроннограм, добре узгоджуються з параметрами ГЦК-ґратниці Ag.

Поряд з цим, при формуванні низькотемпературних конденсатів ($T_c = 35^\circ\text{C}$) не спостерігалися ані два різко відмінні етапи, ані присутність аморфної фази з товщиною, що уможливила би відокремити її від підложжя без повного руйнування. Можна припустити, що в цьому випадку спочатку формується надтонка і структурно неупорядкована плівка, яка у міру нарощування конденсату поступово переходить у дрібнодисперсний полікристал (рис. 2, в). Про малі розміри кристалів свідчить значне розширення ліній на електроннограмах (див. вставку на рис. 2, в). На основі вивчення торця згорнутої плівки в ПЕМ (див. вставку на рис. 2, в) було встановлено, що товщина конденсату складає приблизно 7 нм. Оскільки час формування для аморфної фази (рис. 2, а) вдвічі менший ніж для конденсату на рис. 2, в, то можна говорити про те, що товщина аморфної плівки в цьому випадку складає величину не більше 3,5 нм.

За наявності на відколах КСІ полімерного шару, зародження конденсатів при $T_c = 360^\circ\text{C}$ відбувається також у два етапи (рис. 3), які дуже подібні до випадку без полімеру. Перший етап визначаєть-

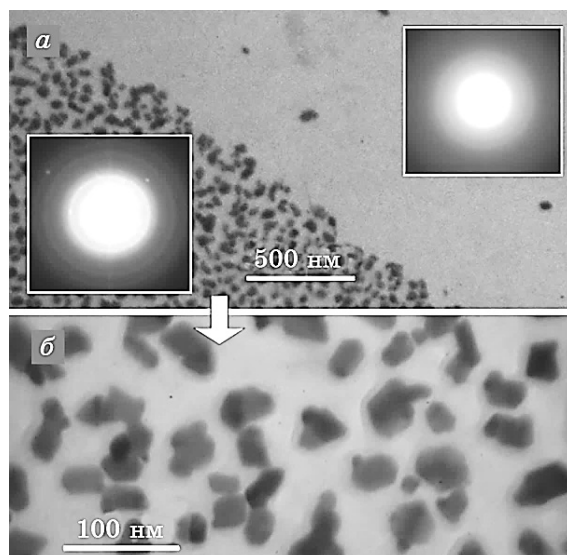


Рис. 3. ПЕМ-зображення та електроннограми конденсатів Ag, сформованих на поверхні полімеру при $t = 120$ с, $T_c = 360^\circ\text{C}$ (а, б — зображення структури при різних збільшеннях).

Fig. 3. TEM-image and electron diffraction patterns of Ag condensates obtained on polymer surface at $t = 120$ s, $T_c = 360^\circ\text{C}$ (а, б—structure image at different magnifications).

ся формуванням неперервної аморфної плівки, а другий етап — зародженням та ростом обмежених кристалів. Однак, на відміну від конденсації на відколі КСІ без полімеру, перехід до формування обмежених кристалів спостерігається не на всій ростовій поверхні (див. рис. 3). Можливо, затримка в переході до росту кристалів на окремих ділянках ростової поверхні обумовлена неоднорідністю попередньо нанесеного полімерного шару.

3.2. Особливості нуклеації при осадженні зворотніх парових потоків

Процеси зародження плівок Ag при осадженні зворотніх парових потоків на відколі КСІ незначною мірою відрізняються від процесів при осадженні прямих потоків. Так, спочатку на поверхні підложжя зароджується неперервний аморфний шар, на якому згодом ростуть кристали Ag (рис. 4). Оскільки вже після 60 с осадження сформована плівка без руйнування відокремлюється від підложжя, можна припустити, що при осадженні зворотніх потоків швидкість нарощування аморфного шару вище, ніж при осадженні прямих

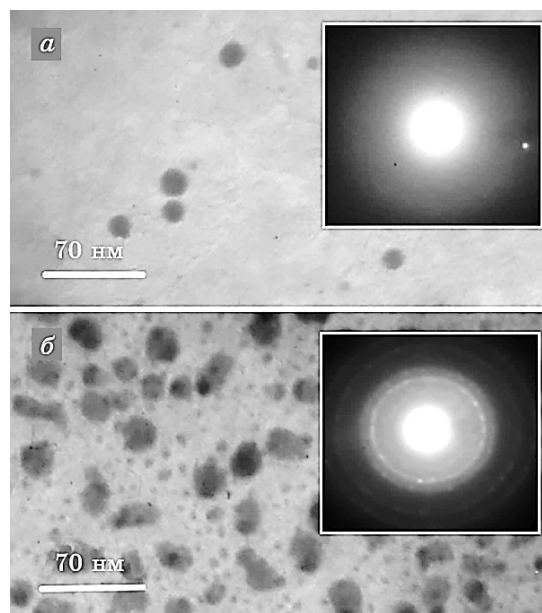


Рис. 4. ПЕМ-зображення та електронограми конденсатів Ag при зворотніх парових потоках при *a* — $t = 60$ с, *б* — $t = 90$ с.

Fig. 4. TEM-image and electron diffraction patterns of Ag condensates obtained from back vapour fluxes at *a* — $t = 60$ s, *б* — $t = 90$ s.

потоків. При цьому кристали, сформовані на аморфній фазі, не мають кристалічну огранку (рис. 4, б). Ці відмінні особливості, скоріш за все, пов'язані з більш інтенсивною дією йонізованих атомів плазми з поверхнею росту.

Важлива особливість одержаного аморфного стану полягає в тому, що під дією електронного променя безпосередньо в електронному мікроскопі його кристалізація не спостерігалася. Таку метастабільність аморфної фази можна пояснити її псевдоморфним ростом при реалізації адатомами достатньо міцних хемічних зв'язків. Відмітимо, що в умовах малих пересичень флюктуаційне об'єднання адатомів у докритичні зародки мало ймовірно. В зв'язку з цим кожен атом окремо повинен встановити з поверхнею підложжя достатньо міцні хемічні зв'язки. Так, згідно [16], конденсація можлива за умови перевищення енергії хемічних зв'язків сконденсованого атома критичної енергії десорбції, яка визначається співвідношенням

$$E_{dc} = k_b T_c \ln \left[\frac{A(T_c)}{n k_b T_c} \right], \quad (3)$$

де $A(T_c)$ — параметер, що залежить від температури, n — поточна

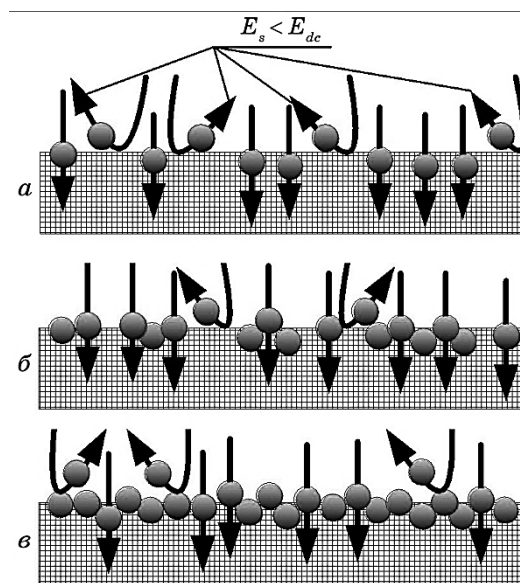


Рис. 5. Модельні уявлення про стадії зародження білярівноважних конденсатів Ag.

Fig. 5. Model representation of origination stages of near-equilibrium silver condensates.

концентрація осаджуваних атомів над поверхнею росту.

На основі виразу (3) можна стверджувати, що при зниженні n та збільшенні T_c , або, іншими словами, з наближенням до термодинамічної рівноваги, спостерігається підвищення E_{dc} . Вслід за цим підвищенням спостерігається ріст енергії хемічних зв'язків сконденсованих атомів E_b . Однак створити досить міцні хемічні зв'язки між атомами Ag та підложжям при виконанні умов Фольмера–Вебера не уявляється можливим. Для розуміння механізму утворення аморфної фази розглянемо представлені на рис. 5 модельні уявлення про основні стадії цього процесу.

Перша початкова стадія формування аморфної фази визначається тим, що в приповерхневий шар підложжя імплантуються високоенергетичні атоми (рис. 5, а). При цьому не виключено, що частина атомів закріплюється на структурних дефектах підложжя, а всі атоми, що мають слабкі хемічні зв'язки з поверхнею підложжя ($E_b < E_{ds}$) реєпаруються. Продовження цих процесів на наступних двох стадіях призводить до утворення міцно зв'язаного з підложжям базового неупорядкованого шару (рис. 5, б, в), який в подальшому стає основою для псевдоморфного росту аморфної фази. Зі збільшенням товщини аморфного шару до деякого критичного значення спостерігається стрибкоподібний або плавний перехід в більш рівноважний кристалічний стан.

4. ВИСНОВКИ

1. Процеси зародження в умовах Фольмера–Вебера в системах плазма–конденсат та пар–конденсат при конденсації речовини поблизу термодинамічної рівноваги мають суттєві відмінності. До останніх, перш за все, необхідно віднести експериментально встановлений нами псевдоморфний ріст метастабільної аморфної фази при дії плазми на ростову поверхню. Цей факт уможлиблює знизити поріг перколяції до декількох нанометрів, що є важливим для розв'язання багатьох прикладних задач.

2. Характер переходу аморфна фаза–дрібнодисперсний полікристал за низьких температур конденсації ($T_c = 35^\circ\text{C}$) прямих парових потоків має плавний характер, що свідчить про нестабільний стан аморфної фази. З підвищенням температури конденсації прямих потоків до 360°C на утвореній аморфній фазі в подальшому ростуть окремі ограничені кристали.

3. Відмінною особливістю формування конденсатів при зворотних парових потоках є більш високі швидкості нарощування аморфної фази та відсутність кристалічної огранки кристалів, що зароджуються на поверхні базового аморфного шару. Ці особливості структуроутворення конденсатів мають бути зумовлені більш інтенсивною дією плазми на ростову поверхню.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. J. van Deelen, A. Illiberi, A. Hovestad, I. Barbu, and L. Klerk, *Proc. of SPIE*, **8470**: 84700P (2012).
2. N. Ahmad, J. Stokes, N. A. Fox, M. Teng, and M. J. Cryan, *Nano Energy*, **1**, No. 1: 777 (2012).
3. P. Berini, *Adv. Optics and Photonics*, **1**, No. 3: 484 (2009).
4. M. Volmer and A. Weber, *Z. Physik. Chem.*, **119**: 277 (1926).
5. X. Yu, P. M. Duxbury, G. Jeffers, and M. A. Dubson, *Phys. Rev. B*, **44**, No. 26: 13163(R) (1991).
6. G. B. Smith, A. I. Maarroof, and M. B. Cortie, *Phys. Rev. B*, **78**, No. 16: 165418 (2008).
7. В. І. Перекрестов, С. Н. Кравченко, А. В. Павлов, *Физ. мет. металловед.*, **88**, № 5: 72 (1999).
8. Yu. O. Kosminska, A. S. Korniyushchenko, and A. A. Mokrenko, *J. Porous Mat.*, **20**, No. 4: 967 (2013).
9. Г. К. Венер, Дж. С. Андерсон, *Технология тонких плёнок: Справочник* (Ред. Л. Майссел, Р. Гленг) (Москва: Советское радио: 1977), т. 1, с. 353.
10. Б. С. Данилин, *Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких плёнок* (Москва: Энергоатомиздат: 1989).
11. А. А. Мокренко, Ю. А. Косминская, В. І. Перекрестов, *Журнал нано- та електронної фізики*, **2**, № 3: 40 (2010).
12. А. А. Чернов, *Современная кристаллография* (Ред. Б. К. Вайнштейн, А. А. Чернов, Л. А. Шувалов) (Москва: Наука: 1980), т. 3, с. 7.
13. Р. Гленг, *Технология тонких плёнок: Справочник* (Ред. Л. Майссел, Р. Гленг) (Москва: Советское радио: 1977), т. 1, с. 9.
14. K. S. Sree Harsha, *Principles of Physical Vapor Deposition of Thin Films* (Oxford: Elsevier: 2006).
15. V. I. Perekrestov, Yu. O. Kosminska, A. A. Mokrenko, I. N. Kononenko, and A. S. Korniyushchenko, *Vacuum*, **86**, No. 1: 111 (2011).
16. V. I. Perekrestov, A. I. Olemskoi, Yu. O. Kosminska, and A. A. Mokrenko, *Phys. Lett. A*, **373**, No. 37: 3386 (2009).
17. В. І. Перекрестов, А. С. Корнющенко, Ю. А. Косминская, В. Б. Дешин, *Металлофиз. новейшие технол.*, **34**, № 2: 239 (2012).
18. V. I. Perekrestov, Yu. O. Kosminska, A. S. Korniyushchenko, and V. M. Latyshev, *Physica B*, **411**: 140 (2013).
19. A. S. Korniyushchenko, V. V. Natalich, and V. I. Perekrestov, *J. Cryst. Growth*, **442**: 68 (2016).
20. V. Perekrestov, A. Korniyushchenko, V. Latyshev, St. Ostendorp, and G. Wilde, *phys. status solidi (b)*, **252**: 397 (2014).
21. V. I. Perekrestov, Yu. O. Kosminska, A. S. Korniyushchenko, and V. M. Latyshev, *J. Porous Mat.*, **21**, No. 6: 1159 (2014).
22. V. Perekrestov, Yu. Kosminska, A. Mokrenko, and T. Davydenko, *Appl. Surf. Sci.*, **298**: 171 (2014).
23. V. I. Perekrestov, A. S. Korniyushchenko, and V. V. Natalich, *Solid State Sci.*, **33**: 12 (2014).
24. V. Perekrestov, A. Korniyushchenko, Yu. Kosminska, G. Wilde, S. Ostendorp, and N. Winkler, *Appl. Surf. Sci.*, **316**: 155 (2014).
25. V. I. Perekrestov, A. A. Mokrenko, Yu. A. Kosminskaya, and D. I. Rubets,

- J. Surf. Invest. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techn.*, **5**, No. 4: 667 (2011).
26. А. А. Мокренко, Ю. А. Косминская, В. И. Перекрестов, *Журнал нано- та електронної фізики*, **3**, № 2: 105 (2011).
 27. V. I. Perekrestov, A. S. Kornyuushchenko, and Yu. A. Kosminskaya, *Phys. Solid State*, **50**, No. 7: 1357 (2008).
 28. V. I. Perekrestov, A. S. Kornyuushchenko, and Yu. A. Kosminskaya, *Tech. Phys.*, **53**, No. 10: 1364 (2008).
 29. В. И. Перекрестов, А. С. Корнющенко, Ю. А. Косминская, Б. В. Дешин, *Вісник СумДУ. Сер. Фізика, математика, механіка*, № 1: 43 (2008).
 30. В. И. Перекрестов, С. Н. Кравченко, *Приборы и техника эксперимента*, **45**, № 3: 123 (2002).

REFERENCES

1. J. van Deelen, A. Illiberi, A. Hovestad, I. Barbu, and L. Klerk, *Proc. of SPIE*, **8470**: 84700P (2012).
2. N. Ahmad, J. Stokes, N. A. Fox, M. Teng, and M. J. Cryan, *Nano Energy*, **1**, No. 1: 777 (2012).
3. P. Berini, *Adv. Optics and Photonics*, **1**, No. 3: 484 (2009).
4. M. Volmer and A. Weber, *Z. Physik. Chem.*, **119**: 277 (1926).
5. X. Yu, P. M. Duxbury, G. Jeffers, and M. A. Dubson, *Phys. Rev. B*, **44**, No. 26: 13163(R) (1991).
6. G. B. Smith, A. I. Maarroof, and M. B. Cortie, *Phys. Rev. B*, **78**, No. 16: 165418 (2008).
7. V. I. Perekrestov, S. N. Kravchenko, and A. V. Pavlov, *Phys. Met. Metallogr.*, **88**, No. 5: 482 (1999).
8. Yu. O. Kosminska, A. S. Kornyuushchenko, and A. A. Mokrenko, *J. Porous Mat.*, **20**, No. 4: 967 (2013).
9. G. K. Vener, J. S. Anderson, *Tekhnologiya Tonkikh Plenok: Spravochnik* [The Technology of Thin Films: Handbook] (Eds. L. Mayssel and R. Gleng) (Moscow: Sovetskoe Radio: 1977), vol. **1**, p. 353 (Russian translation).
10. B. S. Danilin, *Primenenie Nizkotemperaturnoy Plazmy dlya Naneseniya Tonkikh Plenok* [Low-Temperature Plasma Application for Deposition of Thin Films] (Moscow: Energoatomizdat: 1989) (in Russian).
11. A. A. Mokrenko, Yu. O. Kosminska, and V. I. Perekrestov, *Journal of Nano- and Electronic Physics*, **2**, No. 3: 40 (2010) (in Russian).
12. A. A. Chernov, *Sovremennaya Kristallografiya* [Modern Crystallography] (Eds. B. K. Vaynshteyn, A. A. Chernov, and L. A. Shuvalov) (Moscow: Nauka: 1980), vol. **3**, p. 7 (in Russian).
13. R. Gleng, *Tekhnologiya Tonkikh Plenok: Spravochnik* [The Technology of Thin Films: Handbook] (Eds. L. Mayssel and R. Gleng) (Moscow: Sovetskoe Radio: 1977), vol. **1**, p. 9 (Russian translation).
14. K. S. Sree Harsha, *Principles of Physical Vapor Deposition of Thin Films* (Oxford: Elsevier: 2006).
15. V. I. Perekrestov, Yu. O. Kosminska, A. A. Mokrenko, I. N. Kononenko, and A. S. Kornyuushchenko, *Vacuum*, **86**, No. 1: 111 (2011).
16. V. I. Perekrestov, A. I. Olemskoi, Yu. O. Kosminska, and A. A. Mokrenko, *Phys. Lett. A*, **373**, No. 37: 3386 (2009).
17. V. I. Perekrestov, A. S. Kornyuushchenko, Yu. O. Kosminska, and V. B. Deshin,

- Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **34**, No. 2: 239 (2012) (in Russian).
18. V. I. Perekrestov, Yu. O. Kosminska, A. S. Korniyushchenko, and V. M. Latyshev, *Physica B*, **411**: 140 (2013).
 19. A. S. Korniyushchenko, V. V. Natalich, and V. I. Perekrestov, *J. Cryst. Growth*, **442**: 68 (2016).
 20. V. Perekrestov, A. Korniyushchenko, V. Latyshev, St. Ostendorp, and G. Wilde, *phys. status solidi (b)*, **252**: 397 (2014).
 21. V. I. Perekrestov, Yu. O. Kosminska, A. S. Korniyushchenko, and V. M. Latyshev, *J. Porous Mat.*, **21**, No. 6: 1159 (2014).
 22. V. Perekrestov, Yu. Kosminska, A. Mokrenko, and T. Davydenko, *Appl. Surf. Sci.*, **298**: 171 (2014).
 23. V. I. Perekrestov, A. S. Korniyushchenko, and V. V. Natalich, *Solid State Sci.*, **33**: 12 (2014).
 24. V. Perekrestov, A. Korniyushchenko, Yu. Kosminska, G. Wilde, S. Ostendorp, and N. Winkler, *Appl. Surf. Sci.*, **316**: 155 (2014).
 25. V. I. Perekrestov, A. A. Mokrenko, Yu. A. Kosminskaya, and D. I. Rubets, *J. Surf. Invest. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techn.*, **5**, No. 4: 667 (2011).
 26. A. A. Mokrenko, Yu. O. Kosminska, and V. I. Perekrestov, *Journal of Nano- and Electronic Physics*, **3**, No. 2: 105 (2011) (in Russian).
 27. V. I. Perekrestov, A. S. Korniyushchenko, and Yu. A. Kosminskaya, *Phys. Solid State*, **50**, No. 7: 1357 (2008).
 28. V. I. Perekrestov, A. S. Korniyushchenko, and Yu. A. Kosminskaya, *Tech. Phys.*, **53**, No. 10: 1364 (2008).
 29. V. I. Perekrestov, A. S. Korniyushchenko, Yu. O. Kosminska, and B. V. Deshin, *Visnyk SumDU. Ser. Fizyka, Matematyka, Mekhanika*, No. 1: 43 (2008) (in Russian).
 30. V. I. Perekrestov and S. N. Kravchenko, *Pribory i Tekhnika Eksperimenta*, **45**, No. 3: 123 (2002) (in Russian).