

PACS numbers: 05.65.+b, 52.77.Dq, 68.55. – a, 81.15.Cd, 81.16. – c

САМОБОРКА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ 3D СИСТЕМ ТИТАНА В ПРОЦЕССЕ КВАЗИРАВНОВЕСНОЙ СТАЦИОНАРНОЙ КОНДЕНСАЦИИ

А.А. Мокренко, Ю.А. Косминская, В.И. Перекрестов

Сумский государственный университет
ул. Римского-Корсакова, 2, 40007, Сумы, Украина
E-mail: perv@phe.sumdu.edu.ua

В работе приведены объяснения механизмов структурообразования низкоразмерных пористых систем на основании различной скорости роста локальных областей поверхности конденсата и неполной коалесценции структурных фрагментов. При помощи растровой и просвечивающей электронной микроскопии изучены механизмы формирования пористых конденсатов Ti на стеклянных подложках и сколах KCl. На примере самосборки пористых слоев Ti показано, что основу подобного процесса составляют самоорганизация постоянного во времени критически малого эффективного пересыщения ξ_e и непрерывное чередование взаимозависимых структурно-морфологических изменений ростовой поверхности.

Ключевые слова: САМОБОРКА, НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ, ПОРИСТОСТЬ, САМООРГАНИЗАЦИЯ, ПЕРЕСЫЩЕНИЕ.

(Получено 16.02.2011, в отредактированной форме – 01.03.2011, опубликовано онлайн – 02.04.2011)

1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективы самосборки пористых микро- и наносистем могут внести качественные изменения в развитии многих наукоемких технологий. Существующий ряд способов формирования подобных структур, как правило, основан на привлечении многоступенчатых достаточно сложных технологий [1-5]. Наряду с этим трехмерную пористую архитектуру можно сформировать на основании разноскоростного роста примыкающих друг к другу локальных участков конденсата [6, 7]. Подобного рода пространственно распределенная селективность наращивания конденсата наблюдается при прохождении процессов в окрестности термодинамического равновесия. Так всем хорошо известный пример формирования пористой изморози воды, наблюдаемый при медленном снижении температуры воздуха и появлении критически малых пересыщений. Однако реализация подобного механизма структурообразования для металлов, в силу их малой летучести, представляет собой достаточно сложную задачу. Рассмотрим один из вариантов ее решения. Для плоской, а также изотропной в температурном и структурном отношениях ростовой поверхности критерием близости к фазовому равновесию может выступать малое значение пересыщения

$$\xi = (n - n_e)/n_e, \quad (1)$$

где n и n_e – текущая и равновесная концентрации конденсируемых атомов над поверхностью роста. При этом для системы пар-конденсат

$$n_e = \frac{A(T)}{k_b T} \exp\left(-\frac{E_d}{k_b T}\right), \quad (2)$$

где E_d – энергия десорбции; T – температура ростовой поверхности; $A(T) = \exp(\alpha T + \beta/T + \gamma)$, α , β и γ – характеризующие вещество постоянные [8, 9]. Согласно (1) и (2), снизить пересыщение до критического значения в системе пар-конденсат можно повышением температуры ростовой поверхности и снижением n или конденсирующегося потока J_c . По причине малых значений n_e для большинства металлов, их квазиравновесная конденсация возможна при осаждении предельно слабых паровых потоков в интервале достаточно высоких температур. Для большинства металлов в системе пар-конденсат технически выполнить подобную задачу достаточно сложно.

При переходе к системе плазма-конденсат необходимо учитывать ряд факторов, влияющих на процесс приближения к равновесию. В связи с этим отметим прежде всего, что под воздействием частиц плазмы на ростовую поверхность происходит ее дополнительный разогрев. Кроме этого прямая или опосредованная передача энергии адатомам от частиц плазмы и неполная термическая аккомодация адатомов, изначально обладающих повышенной энергией, приводят к снижению E_d до эффективного значения [9]

$$E = E_d - \delta E, \quad (3)$$

где δE – случайное вычитаемое, которое характеризуется средним значением \bar{E} и дисперсией $\sigma^2 = (\delta E - \bar{E})^2$. В свою очередь, повышение температуры ростовой поверхности и снижение E_d до эффективного значения, согласно (1) и (2), способствуют снижению пересыщения ξ . Следовательно, при определенных условиях система плазма-конденсат позволяет реализовать квазиравновесную конденсацию даже таких слаболетучих веществ, как металлы.

При переходе к неоднородной в структурном и морфологическом отношениях ростовой поверхности ситуация существенно усложняется. В этом случае каждой локальной области ростовой поверхности будет соответствовать энергия десорбции E_i . Соответственно этой энергии будет наблюдаться локальное пересыщение $\xi(E_i)$. При этом в окрестности равновесия $\xi(E_i)$ может принимать различные знаки. Тогда всю ростовую поверхность можно разделить на две категории. К первой из них относятся те участки ростовой поверхности, где выполняется условие $\xi(E_i) > 0$, что позволяет веществу конденсироваться. В противном случае ($\xi(E_i) < 0$) конденсация в локальных областях ростовой поверхности происходить не будет. В дальнейшем такой вариант преимущественного локального роста будем называть структурной селективностью.

Особое место в подобных процессах занимает кривизна ростовой поверхности, которая кроме всего прочего, влияет на локальные химические потенциалы посредством эффекта Гиббса-Томсона. К

примеру, срастание двух кристаллов приводит к появлению областей ростовой поверхности с отрицательной кривизной. В этом случае можно говорить о появлении системы активных центров, которым соответствуют более низкие химические потенциалы. Следовательно, в области срастивания кристаллов может происходить увеличение пересыщения ξ , что стимулирует вторичное зародышеобразование или, по крайней мере, закрепление отдельных адатомов [6].

Перечисленные выше механизмы, влияющие на локальный рост конденсата, сложно взаимосвязаны. Так влияние структурной селективности на самосборку конденсата будет приводить к изменениям морфологии ростовой поверхности, что, в свою очередь, влияет на проявление эффекта Гиббса-Томсона. Очевидно, между этими механизмами селективного роста существует и обратная связь. Следовательно, бесконечное чередование последовательных взаимосвязанных изменений в селективных процессах определяет усиление или ослабление скорости наращивания конденсата в различных его областях, что в конечном итоге способствует образованию пористых структур.

Таким образом, механизмы структурообразования низкоразмерных пористых систем можно объяснить исходя из различной скорости роста локальных областей ростовой поверхности и самосогласованных изменений ее структурно-морфологических характеристик. При этом необходимым условием проявления селективных процессов является протекание процесса конденсации в окрестности равновесия. Реализация изложенного технологического подхода на примере самосборки низкоразмерных пористых слоев титана представляет собой основную цель предлагаемой нами работы.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПРИ САМООРГАНИЗАЦИИ КВАЗИРАВНОВЕСНОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Для получения конденсатов Ti использовалось устройство, принципы работы которого нами подробно изложены в работе [9]. Поэтому мы остановимся только на некоторых основных аспектах работы этого устройства. Схематически оно представлено в виде накопительной системы плазма-конденсат (НСПК) на рис. 1. Устройство состоит из магнетронного распылителя и совмещенного с ним полого катода.

Вещество распыляется в зоне эрозии 3 (см. рис. 1). В условиях повышенного давления рабочего газа распыленные атомы термализуются. В дальнейшем за счет диффузионного перемещения распыленные атомы накапливаются в окрестности подложки 9 (см. рис. 1) [10]. Одновременно с накоплением вещества происходит разогрев поверхности подложки 9, воздействующей на нее плазмой. В силу такого воздействия, подавляющая часть адатомов повторно реиспаряется, а затем ионизируется и под действием электрического поля вновь направляется на подложку [11]. Подобный кольцевой механизм массопереноса дополнительно аккумулирует вещество возле подложки. В последующем под действием плазмы поверхность подложки нагревается до максимальной для этих условий температуры, а накопление вещества переводит систему в пересыщенное состояние. Возникающая при этом барьерная нуклеация происходит за счет накопленных возле подложки распыленных атомов. По этой причине в начальный момент конденсации снижается концентрация распыленных атомов возле подложки.

Одновременно с этим повышается температура ростовой поверхности за счет полной термической аккомодации адатомов. Следовательно, накопление осаждаемого вещества переводит систему в пересыщенное состояние, а начало конденсации автоматически снижает пересыщение до критического значения. Самосогласованное изменение нелинейно взаимосвязанных пересыщения и температуры ростовой поверхности является наиболее важным звеном самоорганизации стационарной квазиравновесной конденсации.

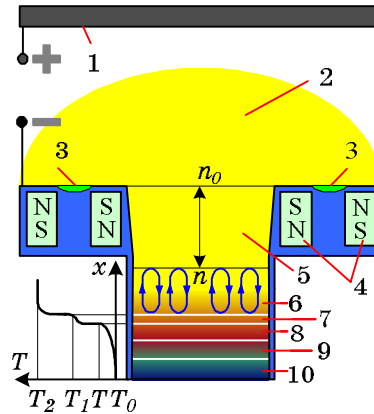


Рис. 1 – Сечение осесимметричной накопительной системы плазма-конденсат (1 – анод; 2 – зона распространения плазмы; 3 – зона эрозии; 4 – система магнитов; 5 – объем полого катода; 6 – область кольцевого массопереноса; 7 – слой адатомов; 8 – конденсат; 9 – подложка; 10 – холодильник). Слева внизу изображено качественное распределение температуры вблизи ростовой поверхности

Ранее нами установлено [9], что в НСПК нелинейная взаимосвязанность пересыщения ξ_e и температуры ростовой поверхности T в процессе самоорганизации описывается системой уравнений

$$c\dot{T} = \left[\left(\chi\theta T_2 + \frac{\eta}{d} T_0 \right) + \frac{k_b n_e \delta}{\tau} T_2 \xi_e \right] - \left[\left(\chi\theta + \frac{\eta}{d} \right) + \frac{k_b n_e \delta}{\tau} \xi_e \right] T, \quad (4)$$

$$\dot{\xi}_e = \frac{s}{S} \frac{D}{\lambda \delta} \left(\frac{n_0}{n_e} - 1 \right) - \left(\frac{1}{\tau} + \frac{s}{S} \frac{D}{\lambda \delta} \right) \xi_e - B(T) (1 + \xi_e) \dot{T}. \quad (5)$$

Здесь $B(T) = \beta - 1/T + [(E/k_b)]/T^2$; c – теплоемкость ростовой поверхности; T_2 , T_1 и T_0 – соответственно температура плазмы, адатомов и холодильника (см. рис. 1); $\theta \equiv (T_2 - T_1)/(T_2 - T)$ – коэффициент термической аккомодации атомов плазмы; χ – параметр, определяемый произведением постоянной Больцмана на поток плазмы, действующей на ростовую поверхность; τ – среднее время движения распыленных атомов по кольцу массопереноса вблизи ростовой поверхности; δ – средняя длина кольцевой траектории массопереноса вблизи ростовой поверхности; d – суммарная толщина подложки и конденсата; η – эффективный коэффициент теплопроводности двуслойной системы подложка-конденсат; S – площадь

внутренней поверхности полого катода b ; s – площадь входного отверстия полого катода; D – коэффициент взаимной диффузии атомов распыленного вещества в плазме; λ – характерное расстояние, на котором концентрация атомов изменяется от значения n до n_0 (см. рис. 1), n_0 – концентрация атомов распыленного вещества на входе в полый катод.

Методом фазовой плоскости с привлечением системы уравнений (4) и (5), а также с учетом толщины и теплопроводности подложек нами установлены пересыщение и температура конденсации титана на стекла ($T = 963$ К, $\xi = 8,4 \cdot 10^{-4}$) и сколы (001) KCl ($T = 893$ К, $\xi = 7,9 \cdot 10^{-2}$).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку титан при конденсации проявляет высокую химическую активность, нами уделено особое внимание предельной минимизации парциальных давлений химически активных остаточных газов. Необходимая чистота рабочего газа, в качестве которого использовался Ar, достигалась за счет предварительного и продолжительного (~ 30 часов) распыления титана непосредственно в рабочей камере двумя дополнительными магнетронами [12]. Очистка Ar не прекращалась в течение всего технологического процесса, что позволило проводить конденсацию титана при суммарном парциальном давлении химически активных газов $\sim 10^{-7} \div 8 \cdot 10^{-8}$ Па.

Рассмотрим механизмы структурообразования пористых низкоразмерных 3D-систем при конденсации титана на стеклянные подложки. Использование РЭМ исследований позволило выявить зарождение скоплений слабо связанных между собой кластеров округлой формы (см. рис. 2а) на базовом непористом слое сконденсированного титана. Поскольку атомно-гладкая ростовая поверхность всегда состоит из определенной кристаллографической плоскости, шарообразные формы кристаллов свидетельствуют об атомно-шероховатом строении ростовой поверхности. Наряду с этим атомно-шероховатая поверхность всегда содержит достаточное количество активных центров, которые равномерно расположены по всей поверхности. На этих активных центрах атомы реализуют химические связи, энергия которых может превышать энергию химических связей атомов, находящихся в положении полукристалла на атомно-гладкой поверхности. Встраивание атомов в эти активные центры приводит к нормальному и равномерному во всех направлениях росту кристаллов [13]. Поскольку в этом случае отношение поверхности к объему принимает минимальное значение и реализуются максимально прочные химические связи, происходит предельная минимизация свободной энергии. Такие процессы возможны при конденсации вещества в окрестности равновесия.

Определяющее значение в самосборке системы слабо связанных неограниченных кластеров играют процессы, происходящие в местах их взаимного контакта. Так нами ранее установлено [6], что обычный вариант коалесценции, который, как правило, наблюдается при конденсации высокопересыщенных паров [14-16], в нашем случае исключается. Этот факт объясняется тем, что самосборка в окрестности равновесия происходит при реализации максимально прочных химических связей. Следовательно, поверхностная диффузия сконденсированных атомов, определяющая кинетику коалесценции [14-16], носит слабовыраженный

характер. При этом разность химических потенциалов $\Delta\mu_r$ в местах сращивания кластеров определяется соотношением Херринга

$$\Delta\mu_r = \frac{\Omega_c}{R_1} \left(\alpha + \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \beta_1^2} \right) - \frac{\Omega_c}{R_2} \left(\alpha + \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \beta_2^2} \right). \quad (6)$$

Здесь R_1 , R_2 , β_1 и β_2 – соответственные основные радиусы отрицательной и положительной кривизны, а также углы, определяющие анизотропию поверхностной энергии α , Ω_c – удельный объем, занимаемый в кристалле атомом. Из анализа соотношения (6) следует вывод о том, что при определенных структурно-морфологических характеристиках области сращивания кластеров $\Delta\mu_r$ может принимать повышенные значения.

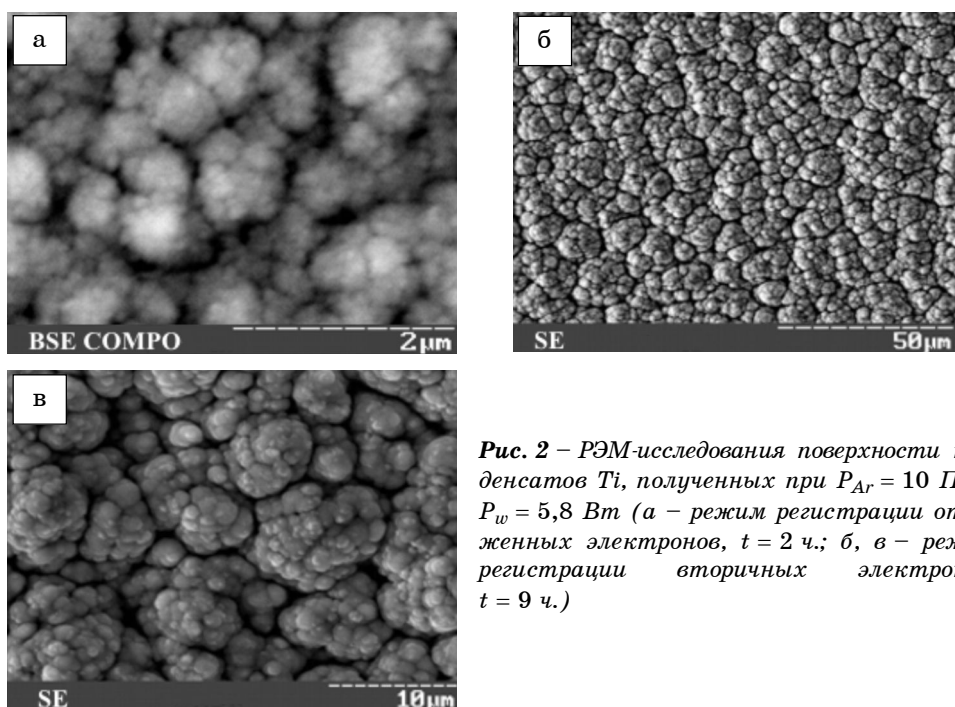


Рис. 2 – РЭМ-исследования поверхности конденсатов Ti, полученных при $P_{Ar} = 10$ Па и $P_w = 5,8$ Вт (а – режим регистрации отраженных электронов, $t = 2$ ч.; б, в – режим регистрации вторичных электронов, $t = 9$ ч.)

В силу этих обстоятельств область сращивания двух кластеров, с преобладающей отрицательной кривизной, может представлять собой совокупность энергетически выгодных для конденсации активных центров, на которые фокусируются конденсируемые потоки. Такая переориентация ограниченных конденсируемых потоков приводит к стабилизации формы и размеров кластеров. При этом в области сращивания кластеров возможны два варианта самосборки [6]. Первый из них связан с тем, что при конденсации наблюдается постепенное утолщение связывающего кластеры перешейка. Реализация второго варианта заключается в том, что на образовавшихся активных центрах наблюдается вторичное зародышеобразование. При этом, вне зависимости от изложенных вариантов, дальнейшее формирование конденсата сопровождается образованием пор. Этот вывод подтверждается изучением

структуры слоев Ti, полученных в течение 9 часов при $P_{Ar} = 10$ Па и $P_w = 5,8$ Вт. Так, исследования поверхности этих слоев с использованием различных увеличений и режимов работы РЭМ свидетельствуют о том, что по мере продолжения самосборки изменяется масштаб структурных образований при сохранении общего характера морфологии ростовой поверхности (см. рис. 2 а,в). Наряду с этим, сопоставительный анализ структуры поверхности конденсатов при различных увеличениях (см. рис. 2) позволяет выявить особенности ее строения, напоминающие принцип самоподобия фракталов. В определенной степени сделанное предположение подтверждается строением поперечных изломов этих слоев. Так, представленные на рис. 3 изображения изломов при разных увеличениях свидетельствуют о том, что они также состоят из слабо связанных между собой наноразмерных кластеров, которые объединены в более крупные структурные элементы. Также необходимо отметить, что авторами работы [17] теоретически подтверждено фрактальное строение конденсатов Ti, структура которых представлена на рис. 3.

На основании рентгеноструктурных исследований слоев титана и сопоставительного анализа интенсивностей дифракционных максимумов с литературными данными (см. рис. 4) нами обнаружено, что, вне зависимости от материала подложки, наблюдается текстура зарождения при которой (100) Ti || поверхности подложки.

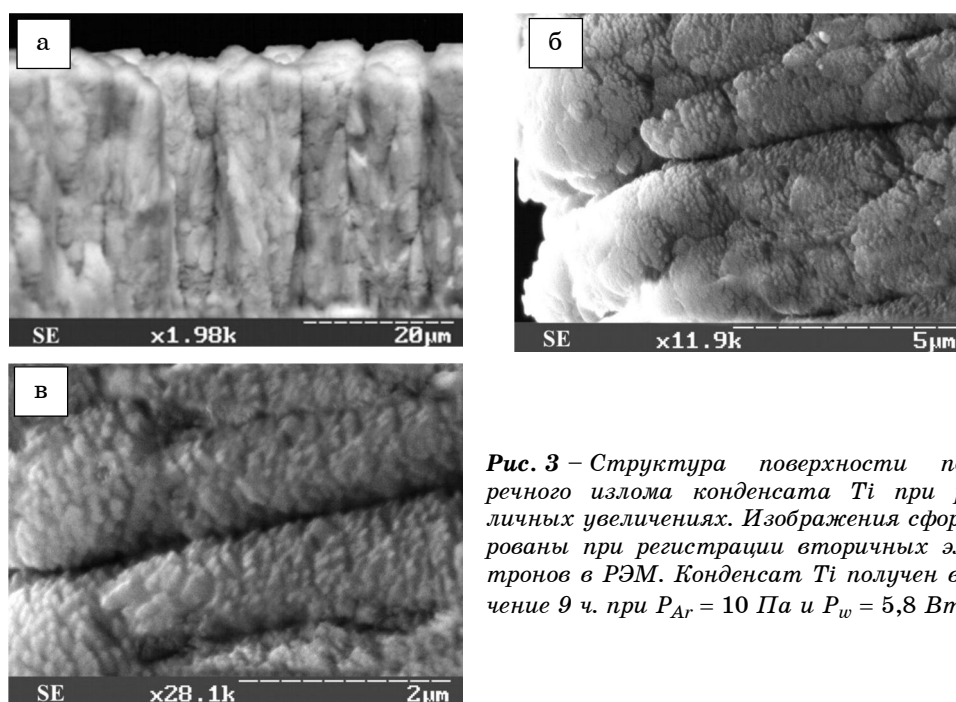


Рис. 3 – Структура поверхности поперечного излома конденсата Ti при различных увеличениях. Изображения сформированы при регистрации вторичных электронов в РЭМ. Конденсат Ti получен в течение 9 ч. при $P_{Ar} = 10$ Па и $P_w = 5,8$ Вт

Рассмотрим механизмы структурообразования конденсатов Ti на сколах KCl. Прежде всего отметим, что начальный этап конденсации титана на сколах KCl принципиально не отличается от начального этапа структурообразования слоев на стекле. Однако дальнейший рост конденсата на KCl носит качественно иной характер, связанный с

переходом к послойному росту ограниченных слабосвязанных микрокристаллов, в своем большинстве имеющих одинаковые габитусы (см. рис. 5а). При этом достаточно продолжительный технологический процесс приводит к повторному зародышеобразованию, что определяет формирование трехмерной пористой структуры в виде нагромождения слабо связанных микрокристаллов (см. рис. 5б).

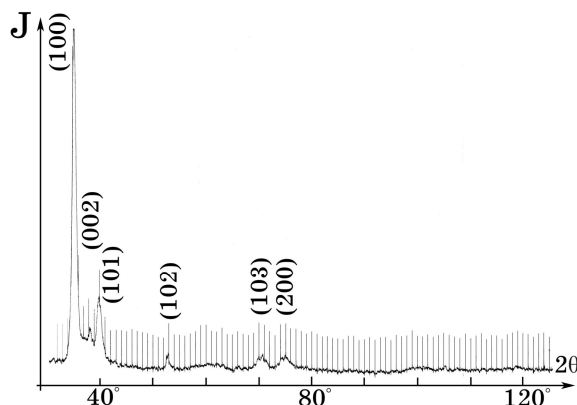


Рис. 4 – Рентгенограммы от конденсатов Ti, полученных на стеклянных подложках при $P_w = 5,8$ Вт и $P_{Ar} = 10$ Па

Такие изменения в самосборке определяются снижением температуры ростовой поверхности и соответствующим повышением пересыщения ξ , которые ранее нами были установлены при решении уравнений (4) и (5). Следовательно, переход от атомно-шероховатой к атомно-гладкой ростовой поверхности при смене подложек объясняется переходом от нормального к послойному росту кристаллов.

Для атомов, находящихся в положении полукристалла на кристаллографической плоскости (hkl) соответствующая энергия химических связей $E_{(hkl)}$ будет пропорциональна количеству соседних атомов первого, второго и третьего порядков (Z_1 , Z_2 и Z_3).

Таблица 1 – Значения Z_1 , Z_2 и Z_3 для различных граней ГПУ-кристалла [13]

Плоскость	(001)	(100)	(012)	(101)	(110)
Z_1, Z_2, Z_3	3, 3, 1	4, 4, 0	4, 2, 1	5, 2, 0	5, 2, 1

Из приведенных в таблице 1 значений Z_1 , Z_2 и Z_3 следует вывод о том, что $E_{(hkl)}$ принимают максимальные значения на кристаллографических плоскостях типа (101) или (110). Следовательно, вблизи равновесия указанные типы кристаллографических плоскостей должны быть базовыми при формировании конденсата. Это вывод подтверждается идентичностью габитусов кристаллов, полученных при самосборке (см. рис. 5 а,б) и на основании модельных представлений (см. рис. 5 в,г). Очевидно, основную роль в формировании подобного рода конденсатов выполняет структурная селективность, а одинаковый габитус кристаллов определяется минимизацией свободной энергии, что характерно для достаточно слабых пересыщений.

4. ВЫВОДЫ

1. Приведенные в работе экспериментальные и теоретические результаты исследований свидетельствуют о том, что существующие до настоящего времени традиционные представления о механизме конденсации металлов ограничивались только достаточно высокими пересыщениями, а квазиравновесная самосборка позволяет получать пористые низкоразмерные системы.

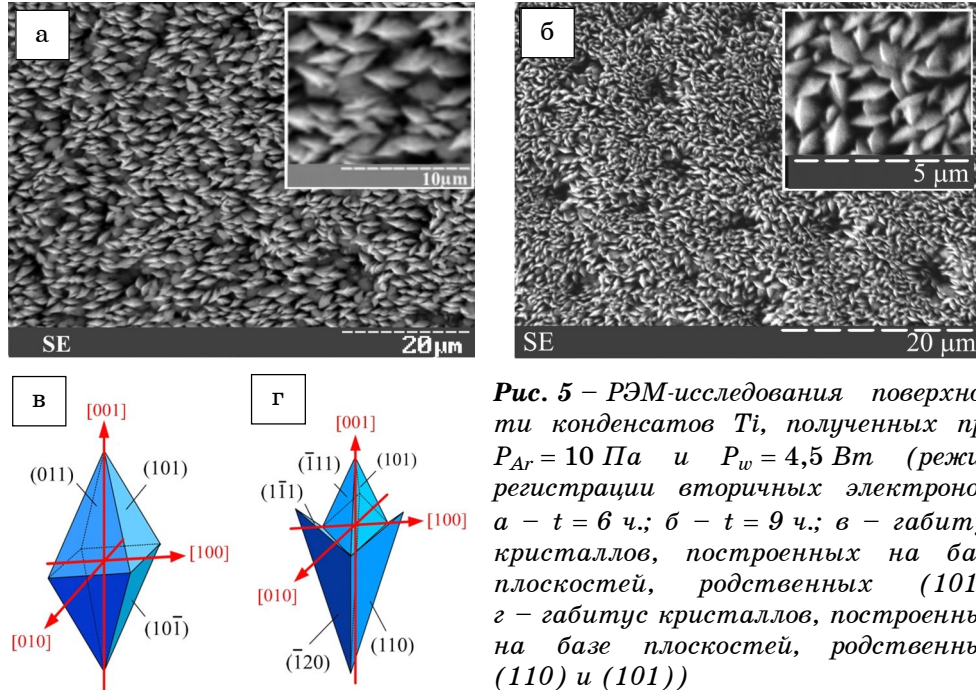


Рис. 5 – РЭМ-исследования поверхности конденсатов Ti, полученных при $P_{Ar} = 10 \text{ Па}$ и $P_w = 4,5 \text{ Вт}$ (режим регистрации вторичных электронов; а – $t = 6$ ч.; б – $t = 9$ ч.; в – габитус кристаллов, построенных на базе плоскостей, родственных (101); г – габитус кристаллов, построенных на базе плоскостей, родственных (110) и (101))

2. Определяющую роль в формировании пористости играют процессы, происходящие в областях сращивания кластеров, которые, с одной стороны, исключают коалесценцию, а с другой – подавляют рост кластеров и способствуют вторичному зародышеобразованию в местах их стыковки. При этом порообразование является следствием переориентации ограниченных потоков конденсирующегося вещества на активные центры, позволяющие закрепляться адатомам с максимально прочными химическими связями.

3. Процесс порообразования при квазиравновесной конденсации может наблюдаться в двух вариантах. Первый из них определяется закреплением адатомов на атомно-шероховатой ростовой поверхности, следствием чего является нормальный рост кластеров. Второй вариант наблюдается при послойном росте слабо связанных кристаллов, который вызван снижением температуры ростовой поверхности и соответствующим переходом к более высоким пересыщениям.

**САМОЗБИРАННЯ НИЗЬКОРОЗМІРНИХ 3D СИСТЕМ ТИТАНУ В ПРОЦЕСІ
КВАЗІРІВНОВАЖНОЇ СТАЦІОНАРНОЇ КОНДЕНСАЦІЇ**

О.А. Мокренко, Ю.О. Космінська, В.І. Перекрестов

Сумський державний університет
вул. Римського-Корсакова, 2, 40007, Суми, Україна
E-mail: perv@phe.sumdu.edu.ua

В роботі приведені пояснення механізмів структуроутворення низькорозмірних пористих систем на основі різної швидкості росту локальних областей поверхні конденсату та неповної коалесценції структурних фрагментів. За допомогою растрової та просвічувальної електронної мікроскопії вивчені механізми формування пористих конденсатів Ti на скляних підкладках та сколах KCl. На прикладі самозбирання пористих шарів Ti показано, що основу подібного процесу становлять самоорганізація постійного у часі критично малого ефективного пересичення та неперервне чергування взаємозалежних структурно-морфологічних змін ростової поверхні, які призводять до появи активних центрів закріплення адатомів.

Ключові слова: САМОЗБИРАННЯ, НИЗЬКОРОЗМІРНІ СТРУКТУРИ, ПОРИСТИСТЬ, САМООРГАНІЗАЦІЯ, ПЕРЕСИЧЕННЯ.

**SELF-ASSEMBLY OF LOW-DIMENSIONAL 3D TITANIUM SYSTEMS DURING
QUASI-EQUILIBRIUM STEADY-STATE CONDENSATION**

О.А. Mokrenko, Yu.O. Kosminska, V.I. Perekrestov

Sumy State University,
2, Rimsky-Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine
E-mail: perv@phe.sumdu.edu.ua

Structure formation mechanisms of low-dimensional porous systems are explained on the ground of different growth rates at local condensate areas and partial coalescence of the structural fragments. By means of scanning and transmission electron microscopy the formation mechanisms of porous Ti condensates on glass and KCl cleaved facets are studied. It is shown by the example of self-assembly of porous Ti layers that the factors underlying such process are self-organization of time-constant critically low effective supersaturation and continuous sequence of interdependent structure and morphology changes of the growth surface that cause the appearance of active centers for attaching adatoms.

Keywords: SELF-ASSEMBLY, LOW-DIMENSIONAL STRUCTURES, POROSITY, SELF-ORGANIZATION, SUPERSATURATION.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. F.Y. Li, L. Zhang, R.M. Metzger, *Chem. Mater.* **10**, 2470 (1998).
2. L. Menon, in: *Dekker Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology*, (Ed. by C.I. Contescu, K. Putyera) (Boca Raton: Taylor and Francis group: 2009).
3. S. Shingubara, *J. Nanopart. Res.* **5**, 17 (2003).
4. O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi, *Surf. Sci. Rep.* **38**, 1 (2000).
5. J. Schilling, J. White, A. Scherer, G. Stupian, R. Hillebrand, U. Goesele, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 011101 (2005).

6. В.И. Перекрестов, А.С. Корнющенко, Ю.А. Косминская, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 879 (2007) (V.I. Perekrestov, A.S. Kornyuushchenko, Yu.A. Kosminskaya, *JETP Lett.* **86**, 767 (2007)).
7. В.И. Перекрестов, А.С. Корнющенко, Ю.А. Косминская, *ЖТФ* **78**, 117 (2008) (V.I. Perekrestov, A.S. Kornyuushchenko, Yu.A. Kosminskaya, *Tech. Phys.* **53**, 1364 (2005)).
8. Р. Глэнг, *Технология тонких пленок, Т.1* (Ред. Л. Майссэл, Р. Глэнг) (М.: Советское радио: 1977).
9. V.I. Perekrestov, A.I. Olemskoi, Yu.O. Kosminska, and A.A. Mokrenko, *Phys. Lett. A* **373**, 3386 (2009).
10. А.Г. Знаменский, В.А. Марченко, *ЖТФ* **68**, 24 (1998) (A.G. Znamenskii, V.A. Marchenko, *Tech. Phys.* **43**, 766 (1998)).
11. А.Г. Жиглинский, В.В. Кучинский *Массоперенос при взаимодействии плазмы с поверхностью* (М.: Энергоиздат: 1991).
12. В.И. Перекрестов, С.Н. Кравченко, *Приборы и техника эксперимента* **2**, 1 (2002) (V.I. Perekrestov, S.N. Kravchenko, *Instrum. Exp. Tech.* **45**, 404 (2002)).
13. А.А. Чернов, Е.И. Гиваргизов, Х.С. Багдасаров и др., *Современная кристаллография, Т.3* (М.: Наука: 1980).
14. К.А. Нейгебауэр, *Технология тонких пленок, Т.2* (ред. Л. Майссэл, Р. Глэнг) (М.: Советское радио: 1977).
15. R. Bunshah, *Handbook of deposition technologies for films and coatings. Science, technology and applications* (Park Ridge, New Jersey, USA: Noyes Publications: 1994).
16. С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, *УФН* **168**, 1083 (1998) (S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, *Phys. Usp.* **41**, 983 (1998)).
17. A. Olemskoi, I. Shuda, V. Borisyuk, *Europhys. Lett.* **89**, 50007 (2010).