

PACS numbers: 52.20.Hv, 52.65.Pp, 68.55. – a, 81.15.Cd

ВЛИЯНИЕ УСРЕДНЕНИЯ ЭНЕРГИИ РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ НА СТАЦИОНАРНОСТЬ КВАЗИРАВНОВЕСНОЙ 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 показано, что результат квазиравновесной конденсации в накопительной системе плазма-конденсат зависит от стационарности технологического процесса, которая в общем случае определяется постоянством пересыщения, морфологией и кристаллографическим строением ростовой поверхности, а также разбросом энергии распыленных атомов. На основании модельных представлений с использованием метода Монте-Карло установлен эффект усреднения энергии распыленных атомов при их движении в плазме повышенного давления. На основании экспериментальных результатов, связанных с получением конденсатов алюминия вблизи термодинамического равновесия, установлено снижение дисперсности пленок при повышении давления рабочего газа свыше 2.4 Па, что подтверждает стационарность технологического процесса.

Ключевые слова: КВАЗИРАВНОВЕСНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ, ПЛАЗМА, ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ, МАГНЕТРОННОЕ РАСПЫЛЕНИЕ, ПЕРЕСЫЩЕНИЕ.

(Получено 14.07.2010, в отредактированной форме – 23.09.2010)

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность нанотехнологий, связанных с переходом вещества в сконденсированное состояние, зависит от решения двух основных задач. Первая из них определяется созданием технологических условий, при которых фазовый переход происходит вблизи термодинамического равновесия. Решение второй задачи определяется тем, что квазиравновесная конденсация должна протекать в стационарном режиме. Необходимо подчеркнуть, что по мере приближения процесса конденсации к условиям термодинамического равновесия, решение второй задачи становится все более сложным.

Рассмотрим физические процессы, которые определяют стационарность квазиравновесной конденсации в системе плазма-конденсат при условии, что подложка размещена на поверхности катода. Движущей силой процесса конденсации является разность химических потенциалов $\Delta\mu$ для атомов, находящихся вблизи ростовой поверхности и в сконденсированном состоянии. В окрестности термодинамического равновесия $\Delta\mu$ можно представить в виде трех составляющих:

$$\Delta\mu = \Delta\mu_s + \Delta\mu_e + \Delta\mu_r. \quad (1)$$

Первое из слагаемых зависит от давления осаждаемых паров P . В окрестности равновесия [1]

$$\Delta\mu_s = (\Omega_v - \Omega_c)(P - P_e). \quad (2)$$

Здесь Ω_v и Ω_c – удельные объемы, приходящиеся на одну частицу соответственно в паре и конденсате; P_e – равновесное давление паров, которое согласно [2], можно представить в следующем виде:

$$P_e = A(T) \exp\left(-\frac{E_d}{k_B T}\right). \quad (3)$$

Здесь k_B – постоянная Больцмана; $A(T) = \exp(\alpha T + \beta/T + \gamma)$, α , β и γ – характеризующие вещество постоянные; E_d – энергия десорбции адатомов. Отметим, что в системе плазма-конденсат энергия десорбции принимает эффективное значение [3-5]

$$E_d = E_{dv} - \Delta E, \quad (4)$$

где E_{dv} – энергия десорбции адатомов в системе пар-конденсат; ΔE – случайное вычитаемое, которое характеризуется средним значением $\Delta \equiv \langle \Delta E \rangle$ и дисперсией $\sigma \equiv \sqrt{\langle (\Delta E - \Delta)^2 \rangle}$. Представленное выше снижение энергии десорбции до эффективного значения за счет вычитания ΔE определяется двумя факторами. Первый из них обусловлен неполной термической аккомодацией адатомов, энергия которых в момент попадания на ростовую поверхность составляет повышенные значения [2, 3]. Второй фактор определяется прямой передачей энергии адатомам от воздействующих на них частиц плазмы. Очевидно в обоих случаях дисперсия σ определяется разбросом энергии частиц плазмы.

Физический смысл второго слагаемого в соотношении (1) определяется отклонением температуры ростовой поверхности T от равновесного значения T_e [1]

$$\Delta\mu_e = (s_v - s_c)(T - T_e). \quad (5)$$

Здесь s_v и s_c – энтропии парового состояния и конденсата.

Третье слагаемое в соотношении (1) связано с локальными изменениями разности химического потенциала за счет кривизны ростовой поверхности и ее структурного состояния [1,6]. Оно определяется на основании соотношения Херринга [1,7]

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

где R_1 , R_2 , β_1 и β_2 – основные радиусы кривизны и соответствующие им углы, определяющие изменение поверхностной энергии α [1, 7].

По сути, $\frac{\partial^2 \alpha}{\partial \beta_1^2}$ и $\frac{\partial^2 \alpha}{\partial \beta_2^2}$ характеризуют изменения структурного состояния локального участка ростовой поверхности. Необходимо также

отметить, что отклонение давления от равновесного значения $\Delta P = P - P_e$ может выполнять функцию абсолютного пресыщения.

Анализируя слагаемые соотношения (1) можно установить три уровня стационарности квазиравновесной конденсации. Первый из них относится к случаю плоской и изотропной в температурном и структурном отношениях ростовой поверхности. Очевидно такой вариант ростовой поверхности исключает из процесса структурообразования эффект Гиббса-Томсона, т.е. $\Delta\mu_r = 0$. В этом случае критерием стационарности может служить постоянство предельно слабых отклонений давления и температуры от равновесных значений. Для подобного упрощенного варианта ростовой поверхности закрепление адатомов будет происходить с одинаковой вероятностью во всех ее точках.

Второй уровень стационарности относится к ростовой поверхности, содержащей локальные участки кривизны и другие структурные неоднородности. В этом случае конденсация из плазмы сопровождается непрерывными изменениями структурно-морфологических характеристик на локальных участках ростовой поверхности [7], причем факторы, влияющие на эти изменения, сложно взаимосвязаны. Например, кривизна ростовой поверхности и соответствующее проявление эффекта Гиббса-Томсона будут оказывать влияние на структурное состояние локальных участков ростовой поверхности. Наряду с этим в окрестности выступающих частей ростовой поверхности, которая в нашем случае одновременно представляет собой поверхность катода, возможны флуктуации напряженности электрического поля. В силу этих обстоятельств возможна фокусировка осаждаемых ионных потоков на выступающие части ростовой поверхности, что является предпосылкой локальных изменений абсолютного пресыщения и температуры. В силу этих обстоятельств для подобного варианта ростовой поверхности критерием стационарности может выступать постоянство усредненной разности химических потенциалов $\Delta\mu$. В частном случае послынного роста кристаллов на изотропной в температурном отношении ростовой поверхности а также пренебрежимо слабого проявления эффекта Гиббса-Томсона стационарность процесса конденсации будет определяться неизменностью во времени критической энергии E_c , которую можно вычислить на основании соотношения [5]

$$E_c = k_B T \ln \left[\frac{A(T)}{P_e} \right] \quad (7)$$

Третий уровень стационарности определяется изменением во времени кинетики конденсации в локальных точках ростовой поверхности посредством воздействия на эти точки частиц плазмы с различными энергиями и разбросом энергии конденсирующихся атомов. Согласно (4) в этом случае повышение стационарности следует ожидать при минимизации дисперсии σ (см. соотношение (4)) или усреднении энергии распыленных атомов при их перемещении в плазме.

Учитывая вышеизложенное, в предлагаемой нами работе решаются две задачи. В первой из них методом моделирования изучается усреднение энергии распыленных атомов в зависимости от количества их взаимодействий с частицами плазмы при различном ее давлении. В заключительной части работы мы приводим результаты квазиравновесной конденсации Al в зависимости от степени усреднения энергии частиц плазмы.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УСРЕДНЕНИЯ ЭНЕРГИИ РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С АТОМАМИ РАБОЧЕГО ГАЗА

Согласно [8], разная плотность и энергия частиц соответствует различным типам плазмы. В частности для магнетронного газового разряда плотность плазмы может лежать в пределах $10^{17} \div 10^{19}$ (м^{-3}). При этом вполне допустимо предположение о том, что все частицы плазмы находятся в термодинамическом равновесии и, как следствие, температуры электронов и ионов в плазме равны [8, 9]. Считая газ достаточно разреженным, можно пренебречь двойными, тройными, четверными и т.д. столкновениями атомов и предположить, что имеет место лишь взаимодействия, в которых столкновения происходят только между двумя частицами плазмы. Следовательно, взаимодействие между атомами происходит только тогда, когда они находятся очень близко друг к другу, т.е. практически сталкиваются. Для подобной модели применимо уравнение состояния идеально газа [10], исходя из которого:

$$P_g = nk_B T_g, \quad (8)$$

где P_g – суммарное давление, создаваемое распыленными атомами и атомами рабочего газа; $n = n_{Ar} + n_{Me}$ – плотность относительно тяжелых частиц плазмы; n_{Ar} – концентрация атомов аргона; n_{Me} – концентрация распыленных атомов; T_g – температура плазмы.

Среднее значение длины свободного пробега λ для частиц плазмы определяется выражением [9]:

$$\lambda = 1/(\sqrt{2}n\sigma_r) \quad (9)$$

где σ_r – общее поперечное сечение, учитывающее сечения взаимодействий и обмен импульсами между сталкивающимися частицами, процессы возбуждения и ионизации.

Необходимо отметить, что эффективное сечение также является функцией от энергии взаимодействующих частиц (рис.1). Так в работе [11] показано, что для средних энергий взаимодействующих частиц 2, 20 и 100 эВ σ_r принимает соответственно значения $60 \cdot 10^{-20}$, $45 \cdot 10^{-20}$ и $38 \cdot 10^{-20}$ (м^2). Учитывая соотношение (8) и значение σ_r для различных энергий взаимодействующих частиц нами проведен расчет зависимостей средних длин свободного пробега λ от давления аргонной плазмы. Как следует из соответствующих этим расчетам графиков (рис. 1), при давлениях свыше 2.5 Па снижение длины свободного пробега существенно замедляется.

Изложенные в этом разделе модельные представления относятся к вопросу эволюции энергетического распределения распыленных атомов при их взаимодействии с частицами плазмы, состоящей из атомов рабочего газа и распыленного вещества. При этом предполагается, что процесс стационарен и параметры системы не меняются во времени. В этом случае применимо статистическое описание частиц плазмы функцией распределения по энергиям $f(E)$ [10], которое, по сути, является следствием распределения Максвелла по скоростям и может быть представлено в виде

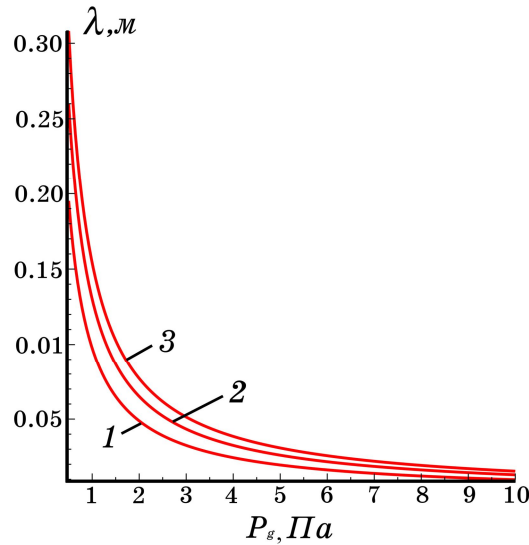


Рис. 1 – Длина свободного пробега в плазме Ar при различных энергиях атомов. Энергия, эВ: 1 – 2, 2 – 20, 3 – 100.

$$f(E) = 4\sqrt{\frac{2E}{\pi}} \left(\frac{n}{2P_g}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{nE}{P_g}\right) \quad (10)$$

Особый интерес, с точки зрения фундаментальных исследований, представляет процесс движения распыленных атомов при повышенных давлениях рабочего газа. Обычно первичный спектр энергий распыленных атомов существенно более широкий [11-13], чем спектр энергий частиц плазмы. Так при расчетах мы использовали первичные энергии распыленных атомов до 30 эВ. В первом приближении начальный энергетический спектр распыленных атомов описывается распределением Зигмунда-Томпсона [11, 14, 15]:

$$f(E_r) = 2E_s \frac{E_r}{(E_r + E_s)^3} \quad (11)$$

Здесь E_r – начальная энергия распыленных атомов; E_s – энергия связи атомов с поверхностью мишени. Необходимо подчеркнуть, что распределение (11) примерно соответствует экспериментальным результатам [11, 12]. В этом случае распыленные атомы на пути движения испытывают многочисленные столкновения с частицами плазмы, что в конечном итоге приводит к их термализации. Критерием полной термализации или перехода атома в диффузионный режим движения является количество его столкновений N_0 с частицами плазмы, определяемое на основании соотношения [16]:

$$N_0 \leq \frac{8m_k}{m_a}, \quad (12)$$

где m_k и m_a – массы атомов распыленного материала и атомов рабочего газа соответственно. В случае распыления алюминия N_0 примерно равно семи.

В нашем случае рассматривается низкотемпературная плазма, в которой концентрация атомов газа значительно превышает концентрацию распыленных атомов, при расчетах использовалось соотношение $n_{Ar}/n_{Me} = 100$.

Рассматривая столкновения атомов, исходя из законов сохранения энергии и импульса, соотношение для энергии распыленного атома до столкновения E_k и после него E'_k определяется выражением [16]:

$$E'_k = 2 \left(\sqrt{\mu_k} + 1/\sqrt{\mu_k} \right)^{-2} \left\{ E_k \left(\mu_k + 1/\sqrt{\mu_k} \right) / 2 + E_a + \sqrt{E_k E_a} \left(\sqrt{\mu_k} + 1/\sqrt{\mu_k} \right) \cos \phi_v + \right. \\ \left. \cos \chi \left[\left(E_k / \sqrt{\mu_k} + E_a \sqrt{\mu_k} - 2\sqrt{E_k E_a} \cos \phi_v \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(E_k \sqrt{\mu_k} + E_a / \sqrt{\mu_k} + 2\sqrt{E_k E_a} \cos \phi_v \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (13)$$

где $\mu_k = m_k/m_a$; ϕ_v – случайный угол между направлением скоростей атомов металла и газа.

Для определения угла рассеяния χ при столкновении двух частиц необходимо учесть влияние потенциала взаимодействия $u(r)$. В нашем случае для описания взаимодействия распыленных атомов с атомами газа использовался потенциал Леонарда – Джонса

$$u(r) = 4\varepsilon \left[(r_0/r)^{12} - (r_0/r)^6 \right], \quad (14)$$

где ε – глубина потенциальной ямы; r – расстояние между частицами; r_0 – координата, в которой атомы находятся в равновесном состоянии.

В интересующей нас области энергий ($10 < E/\varepsilon < 10^4$) аппроксимирующая формула для определения $\cos \chi$ имеет следующий вид:

$$\cos \chi \approx 1 - 2 \left[1 - (\rho_{np}/r_0)^2 0.5537 (E/\varepsilon)^{0.1406} \right]^{1.8834 (E/\varepsilon)^{0.0286}}. \quad (15)$$

На основании метода Монте-Карло с использованием таких случайных величин, как угол соударения и энергия частицы плазмы, а также с учетом (10)-(15) создана блок-схема расчета распределения энергии распыленных атомов в зависимости от количества их соударений с частицами плазмы (рис. 2).

Расчетные данные подтвердили правильность предположения о том, что после взаимодействия распыленных атомов с тяжелыми частицами плазмы происходит их термализация. Это проявляется в сужение спектра энергий распыленных частиц (рис. 3) и в соответственном снижении дисперсии σ , что является важным фактором повышения стационарности квазиравновесной конденсации. При этом после полной термализации распыленных атомов их движение может быть описано уравнениями диффузии.

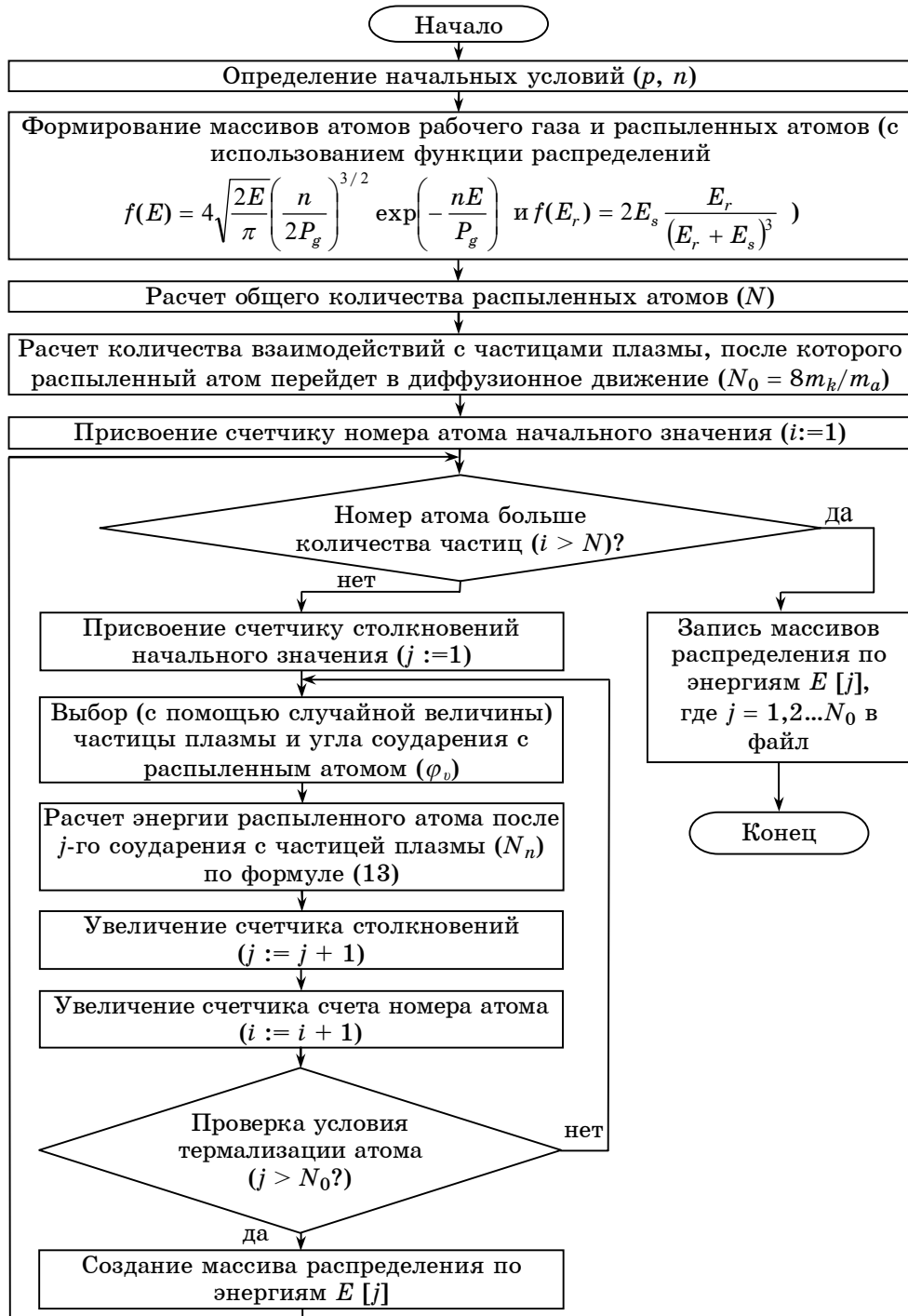


Рис. 2 – Блок-схема расчета распределения энергии распыленных атомов

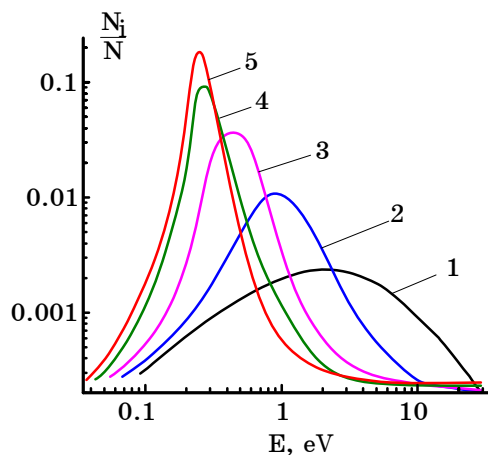


Рис. 3 – Распределения по энергиям распыленных атомов после взаимодействий с частицами плазмы при 10 Па: 1 – начальное распределение; 2 – 5 – распределения после взаимодействия с плазмой (2, 4, 7 и 13 столкновений распыленного атома с частицами плазмы соответственно).

3. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ПРОЦЕССА КВАЗИРАВНОВЕСНОЙ КОНДЕНСАЦИИ АЛЮМИНИЯ

В распространенных в настоящее время технологиях, в лучшем случае, стационарность квазиравновесной конденсации поддерживается при помощи обратной связи между кинетикой структурообразования и системой управления технологическими параметрами [17]. Поскольку в реальном времени достаточно сложно отслеживать кинетику формирования низкоразмерных систем, реализация условий стационарности процесса представляет собой сложную решаемую задачу. По этой причине нами предложен технологический подход, в основу которого положена самоорганизация неизменных во времени критически малых относительных пересыщений. Такую самоорганизацию можно реализовать на базе накопительных системы плазма-конденсат [5, 18], которая состоит из магнетронного планарного распылителя и совмещенного с ним полого катода (рис. 4). Физические принципы работы подобных систем и математическая модель самоорганизации критически малых относительных пересыщений подробно изложены в работе [5, 18]. Необходимо подчеркнуть, что при использовании накопительных систем плазма-конденсат, а также изотропной в структурном и температурном отношениях ростовой поверхности можно изучать влияние на механизмы структурообразования третьего уровня стационарности.

Необходимая чистота рабочего газа, в качестве которого использовался аргон, достигалась за счет продолжительного (~ 30 часов) распыления и последующей конденсации титана на внутренние стенки рабочей камеры [19]. Очистка аргона не прекращалась в течение всего технологического процесса, что позволило создать условия конденсации алюминия, при которых парциальное давление всех химически активных газов составляло $\sim 10^{-7} \div 8 \cdot 10^{-8}$ Па.

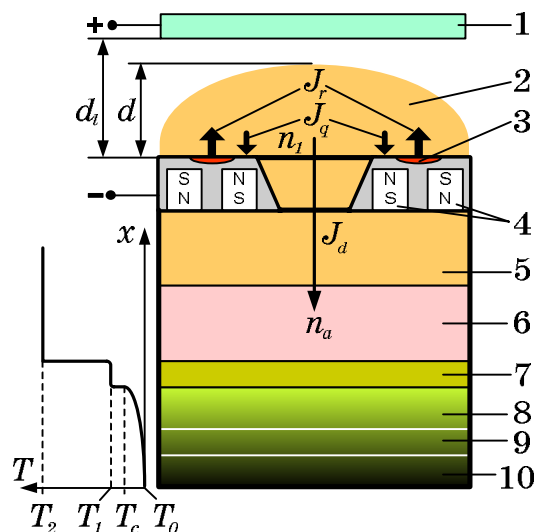


Рис. 4 – Сечение осесимметричной накопительной системы плазма-конденсат (1 – анод, 2 – область термализации распыленных атомов, 3 – зона эрозии, 4 – система магнитов, 5 – полый катод, 6 – область кольцевого массопереноса, 7 – слой адатомов, 8 – конденсат, 9 – подложка, 10 – холодильник). Слева изображено качественное распределение температуры вблизи поверхности роста.

Конденсация алюминия производилась на сколы (001) KCl. В условиях квазиравновесной конденсации дефекты и морфологические неоднородности подложки могут стать предпочтительными активными центрами закрепления атомов. В этой связи необходимо отметить, что на (100) ШГК высокой активностью обладают анионные вакансии Cl^- , образование которых происходит при облучении кристаллов заряженными частицами [3, 7, 20, 21]. В нашем случае развитая система подобных дефектов формировалась на первом этапе работы распылительной системы, который сопровождался облучением плазмой (001) KCl. Оценка толщины конденсатов производилась при разрыве и сворачивании конденсатов непосредственно в ПЭМ, а мощность разряда составляла 5.8 Вт.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Вначале рассмотрим механизм структурообразования конденсатов Al при относительно низких давлениях рабочего газа ($P_{Ar} = 1$ Па), т.е. при повышенных значениях дисперсии σ . На основании просвечивающей электронной микроскопии и дифракции электронов установлено, что процесс зарождения происходит равномерно по всей поверхности при отсутствии этапа нуклеации отдельных сверхкритических зародышей и последующей их коалесценции (рис. 5а). При этом обращает на себя внимание факт формирования нанокристаллической структуры (рис. 5а), в которой не отмечены рекристаллизационные процессы при ее разогреве интенсивным электронным пучком. Такие исследования производились непосредственно в электронном микроскопе, причем для увеличения интенсивности электронного пучка из электронного микроскопа удалялась

конденсорная диафрагма. Следовательно, такой вариант ростовой поверхности обладает изотропными в температурном и структурном отношении характеристиками, что позволяет выявить влияние на механизм структурообразования третьего уровня стационарности.

Анализ структуры на последующих этапах роста (рис. 5 б, в) свидетельствует о том, что с увеличением толщины слоев примерно до 150 нм происходит постепенное снижение дисперсности конденсата. По-видимому, подобная специфика зарождения и роста конденсата обусловлена тем, что в предельном случае критически малых пресыщений конденсация вещества ограничивается только единственным возможным вариантом поатомного закрепления атомов на анионных вакансиях КСl. В этом случае пара *конденсируемый атом-вакансия* становится настолько устойчивой, что может рассматриваться как на поверхности КСl трансформирует механизм зарождения согласно Фольмеру-Веберу на механизмы, которые приближенно соответствуют закритический зародыш новой фазы. По сути, создание системы дефектов условиям Крастанова-Странского или Франка-ван дер Мерве. Различие состоит в том, что в последних двух вариантах, как правило, используется атомногладкая поверхность монокристаллической подложки с минимальным количеством точечных дефектов, а в нашем случае под действием плазмы на (001) КСl формируется столь значительная плотность вакансий Cl^- , что, по сути, эта поверхность превращается в атомношероховатую. В свою очередь жесткое поатомное закрепление на атомношероховатой поверхности, в силу различия между параметрами кристаллической решетки КСl и Al, также приводит к формированию вновь образованной атомношероховатой ростовой поверхности.

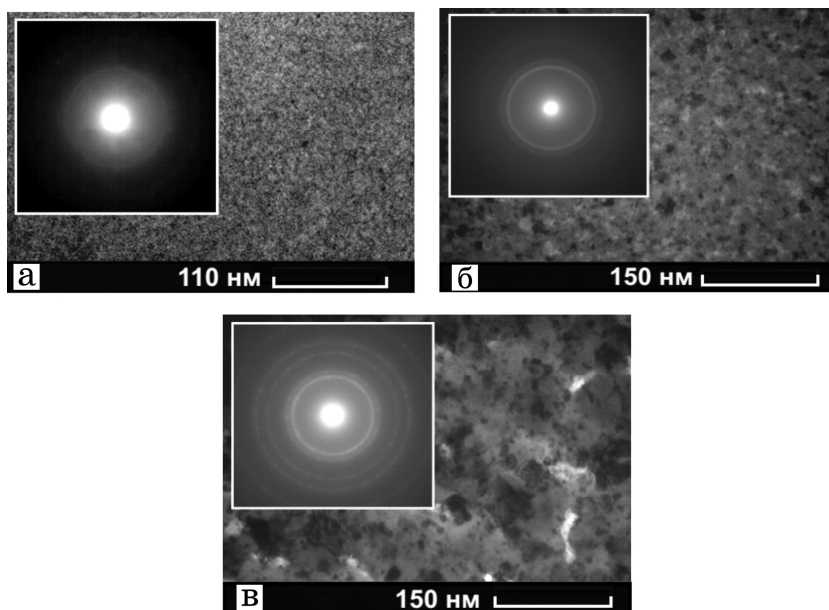


Рис. 5 – Начальный этап зарождения и роста конденсата при $P_w = 5.8$ Вт и $P_{Ar} = 1.4$ Па. Время осаждения, с: а – 60; б – 150; в – 300.

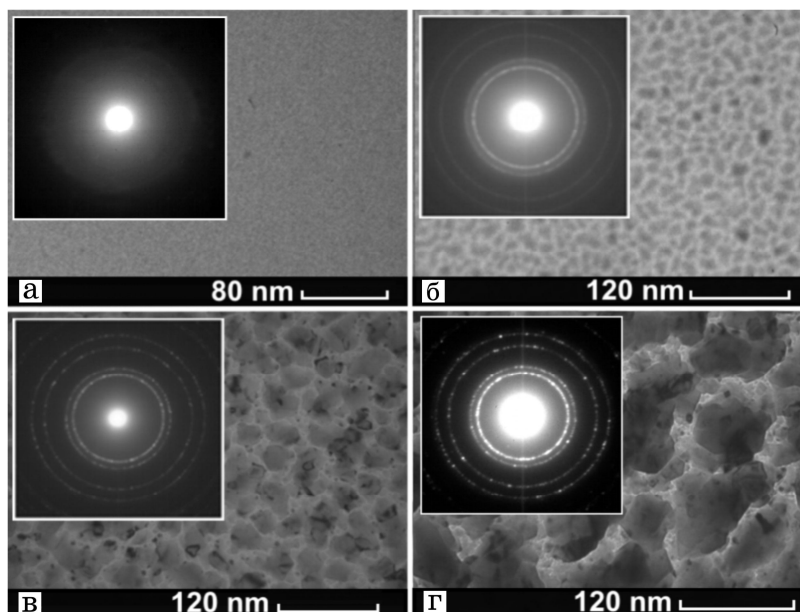


Рис. 6 – Начальный этап зарождения и роста конденсата при $P_w = 5.8$ Вт и $P_{Ar} = 3$ Па. Время осаждения, с: а – 60; б – 80; в – 150; г – 300.

Последовательность повторяющихся этапов подобной поэтапной застройки до настоящего времени практически не исследована и представляет с научной и практической точек зрения значительный интерес. Очевидно, с повышением толщины конденсатов появляется возможность перехода к более структурно равновесной форме, что проявляет себя в плавном увеличении размеров зерен.

Увеличение P_{Ar} свыше 2.5 Па нарушает плавность перехода от мелкодисперсного базового слоя к относительно крупноблочному поликристаллу. Так в этом случае при толщине нанокристаллического базового слоя $\sim 8 \div 15$ нм происходит гомонуклеация и ускоренный рост кристаллов относительно увеличенных размеров (рис. 6). По-видимому, сравнительно более резкий переход обусловлен повышенной структурной неравновесностью базового слоя, что является следствием усреднения энергии частиц плазмы или повышения стационарности технологического процесса.

Достаточно продолжительная конденсация (~ 2 часа) при P_{Ar} свыше 2.5 Па приводит к росту отдельных относительно крупных ограниченных кристаллов (рис. 7).

Такой послойный рост кристаллов возможен только при повышенных давлениях рабочего газа, т.е. при высокой стационарности процесса конденсации всех уровней.

5. ВЫВОДЫ

Результат квазиравновесной конденсации в системе плазма-конденсат зависит от стационарности технологического процесса, которая в общем случае определяется постоянством пересыщения, структурно-морфологическими характеристиками ростовой поверхности, а также разбросом

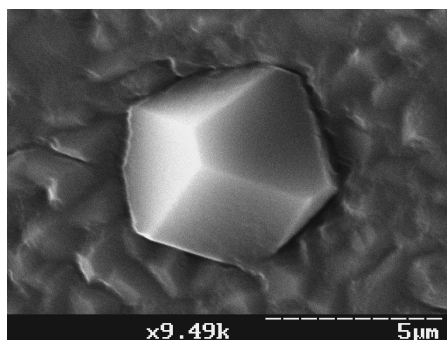


Рис. 7 – Изображение поверхности конденсата Al, полученное при помощи растрового электронного микроскопа

энергии конденсирующихся атомов. На основании модельных представлений нами подтвержден факт сужения спектра энергий распыленных атомов в результате их взаимодействия с частицами плазмы, что является предпосылкой для повышения стационарности квазиравновесной конденсации.

Как показали экспериментальные результаты, повышение стационарности квазиравновесной конденсации приводит к снижению дисперсности конденсатов алюминия, а также к послойному росту отдельных относительно крупных кристаллов. Тем самым нами экспериментально подтверждена высокая стационарность процесса конденсации при давлениях рабочего газа, превышающих 2.4 Па.

INFLUENCE OF AVERAGING OF ENERGY OF THE SPUTTERED ATOMS ON QUASIEQUILIBRIUM STEADY-STATE CONDENSATION

A.A. Mokrenko, V.I. Perekrestov, Yu.O. Kosminska

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

In this paper it is shown, that result of the quasi-equilibrium condensation in accumulative plasma-condensate system depends on the stability of the technological process, which in the general case is determined by the steadiness of the supersaturation, morphology and crystallographic structure of the growth surface and also by the energy dispersion of sputtered atoms. The effect of energy averaging of sputtered atoms moving in high-pressure plasma has been established using the Monte-Carlo simulation. Results of the experimental investigation of the aluminum condensate formation near the thermodynamic equilibrium have shown that the increase in the working gas pressure more than 2.4 Pa leads to the decrease in the film dispersity. This fact confirms the stability of the process.

Keywords: QUASI-EQUILIBRIUM CONDENSATION, PLASMA, THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM, MAGNETRON SPUTTERING, SUPERSATURATION.

ВПЛИВ УСЕРЕДНЕННЯ ЕНЕРГІЇ РОЗПИЛЕНИХ АТОМІВ НА СТАЦІОНАРНІСТЬ КВАЗІРІВНОВАЖНОЇ КОНДЕНСАЦІЇ

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

У роботі показано, що результат квазірівноважної конденсації в накопичувальній системі плазма-конденсат залежить від стаціонарності технологічного процесу, яка в загальному випадку визначається постійністю пересичення, а також розкидом енергії розпилених атомів. На підставі модельних уявлень з використанням методу Монте-Карло встановлено ефект усереднення енергій розпилених атомів при їх русі в плазмі підвищеного тиску. На основі експериментальних результатів, пов'язаних з отриманням конденсатів алюмінію в умовах близьких до термодинамічної рівноваги, встановлено зменшення дисперсності плівок при підвищенні тиску робочого газу більше 2.4 Па, що підтверджує стаціонарність технологічного процесу.

Ключові слова: КВАЗІРІВНОВАЖНА КОНДЕНСАЦІЯ, ПЛАЗМА, ТЕРМОДИНАМІЧНА РІВНОВАГА, МАГНЕТРОННЕ РОЗПИЛЕННЯ, ПЕРЕСИЧЕННЯ.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. А.А. Чернов, Е.И. Гиваргизов, Х.С. Багдасаров, В.А. Кузнецов, Л.М. Демьянец и др., *Современная кристаллография. Образование кристаллов. Т3* (Москва: Наука, 1980).
2. L.I. Maissel, R. Glang, *Handbook of Thin Film Technology* (New York: McGraw-Hill, 1970).
3. V.I. Perecrestov, A.S. Korniyushchenko, Yu.A. Kosminskaya, *Phys. Solid State* **50**, 1357 (2008).
4. F.O. Goodman, *Phys. Chem. Solids* **23**, 1269 (1962).
5. V.I. Perecrestov, A.I. Olemskoi, Yu.O. Kosminska, and A.A. Mokrenko, *Phys. Lett. A* **373**, 3386 (2009).
6. Guozhong Ca, *Nanostructures & nanomaterials* (London: Imperial College Press, 2004).
7. V.I. Perecrestov, A.S. Korniyushchenko, Yu.A. Kosminskaya, *JETP Lett.* **86**, 767 (2007).
8. Л.А. Арцимович, Р.З. Сагдеев *Физика плазмы для физиков* (Москва: Атомиздат, 1979).
9. P.M. Martin, *Handbook of Deposition Technologies for Films and Coatings* (Science: Applications and Technology Elsevier: 2005).
10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц *Теоретическая физика. Т 5. Статистическая физика* (Москва: Наука, 1976).
11. M.W. Thompson, *Vacuum* **66**, 99 (2002).
12. A.V. Phelps, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **20**, 557 (1991).
13. W.D. Davis, T.A. Vanderslice, *Phys. Rev.* **131**, 219 (1963).
14. S.N. Sambandam, S. Bhansali, V.R. Bhethanabotla, D.K. Sood, *Vacuum* **80**, 406 (2006).
15. S. Senthil Nathan, G. Mohan Rao, and S. Mohan, *J. Appl. Phys.* **84**, 564 (1998).
16. Жиглинский А.Г. *Массоперенос при взаимодействии плазмы с поверхностью* (Москва: Энергоатомиздат, 1991).
17. R.F.C. Farrow, *Molecular beam epitaxy: applications to key materials* (Noyes Publications: New Jersey: 1995).
18. V.I. Perecrestov, A.I. Olemskoi, A.S. Korniyushchenko, Yu.A. Kosminskaya, *Phys. Solid State* **51**, 1060 (2009).

19. В.И. Перекрестов, С.Н. Кравченко, *Приборы и техника эксперимента* **2**, 1 (2002) (V.I. Perekrstov, S.N. Kravchenko, *Instrum. Exp. Tech.* **45**, 404 (2002)).
20. В.И. Перекрестов, А.В. Коропов, С.Н. Кравченко, *ФТТ* **44**, 1131 (2002). (V.I. Perekrstov, A.V. Koropov, S.N. Kravchenko, *Phys. Solid State* **44**, 1181 (2002)).
21. В.И. Перекрестов, *Письма в ЖТФ* **31** №19, 41 (2005) (V.I. Perekrstov, *Tech. Phys. Lett.* **31**, 830 (2005)).