

## Рост островковых пленок при конденсации по механизму пар – жидкость

С.В. Дукаров, С.И. Петрушенко\*, В.Н. Сухов

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, площадь Свободы 4, 61022 Харьков, Украина

(Получено 20.10.2017; в отредактированной форме – 19.11.2017; опубликовано online 24.02.2018)

Приводятся результаты изучения закономерностей, определяющих процессы формирования и роста островковых нанодисперсных пленок, конденсированных в вакууме по механизму пар – жидкость. Рассмотрена эволюция распределения островков по размерам в процессе роста пленок галлия и олова на аморфной углеродной подложке. Исследовано влияние температуры на распределение по размерам микрочастиц вблизи максимального переохлаждения островковых конденсатов олова и висмута. Выполнено компьютерное моделирование процесса формирования островковых пленок с учетом капельно-жидкого механизма коалесценции островков. Результаты моделирования согласуются с имеющимися экспериментальными данными и теоретическими представлениями о зарождении и росте островковых пленок.

**Ключевые слова:** Рост островковых пленок, Островковые пленки, Механизм конденсации, Распределение по размерам, Моделирование роста пленок.

DOI: [10.21272/jnep.10\(1\).01023](https://doi.org/10.21272/jnep.10(1).01023)

PACS numbers: 68.55. – а, 68.55.J –

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день массивы наночастиц, распределенных в заданном интервале размеров, рассматриваются как перспективные объекты современных технологий [1-7], а их синтез может осуществляться при помощи различных методик [8]. Часто для получения подобных структур применяются химические методы [9, 10], которые, однако, не свободны от недостатков, обусловленных в первую очередь ограниченной чистотой получающихся объектов. В этой связи представляются перспективными методы, основанные на вакуумной конденсации. Так в работах [11, 12] установлено, что массив наночастиц с практически монодисперсным распределением по размерам может быть сформирован благодаря процессам самоорганизации, происходящим при плавлении пленок на невзаимодействующих подложках. Авторы [13] обнаружили, что распад сплошных пленок на отдельные островки, благодаря твердофазной диффузии, интенсивность которой возрастает в низкоразмерных системах [14, 15], может происходить задолго до температуры плавления. А в работе [16] на примере контактной пары Cu-Pb показано, что незначительная добавка жидкого свинца может значительно упростить диспергирование медной пленки.

Ещё один метод формирования упорядоченных наномассивов, может быть основан на результатах работы [17], согласно которой осаждение вещества в переохлажденную жидкую фазу приводит к возникновению островковых структур. Отметим, что форма частиц, полученных по механизму конденсации пар – жидкость, слабо зависит от температуры [18]. И только вблизи максимального переохлаждения наблюдаются её изменения, и она приобретает черты, характерные для частиц, полученных конденсацией в твердую фазу. Это делает актуальными исследования, посвященные изучению переохлаждения в различных контактных парах [19]. Островковые структуры также могут возникать на начальных

этапах конденсации и при осаждении образцов по механизму пар – кристалл [17, 20]. Согласно [21] морфология таких пленок определяется температурой подложки и её ориентацией относительно атомного потока. Однако с увеличением толщины такие пленки обычно становятся сплошными. Толщина приобретения сплошности пленок определяется особенностями взаимодействия на интерфейсе подложки и растущей пленки [22, 23]. Среди положительных особенностей такого пути создания наномассивов следует отметить минимизацию термического воздействия при их формировании, что существенно расширяет сферу использования получающихся структур. Однако практическое применение таких методов невозможно без досконального изучения закономерностей зарождения и роста островковых пленок, которые во многом определяют морфологию и физико-химические свойства созданных структур.

Характерные особенности формирования тонких пленок в начале конденсации, установленные путем многочисленных электронно-микроскопических исследований, приведены в работах [24, 25]. Процесс роста конденсата может быть разбит на четыре стадии [24]: 1) зарождение, 2) рост и коалесценция зародышей, 3) объединение частиц и формирование лабиринтной структуры 4) образование сплошной пленки путем заполнения свободных участков подложки.

На первом этапе в условиях достаточных пресыщений наблюдается образование большого количества мелких (диаметром 1-5 нм) центров роста. Плотность частиц при этом составляет  $10^{10} \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Далее образование новых частиц практически прекращается и при условии продолжения конденсации наблюдается приблизительно равномерный их рост. В это время распределение островков по размерам является практически монодисперсным и характеризуется одним максимумом на гистограмме.

Вследствие увеличения размеров островков уменьшается расстояние между их краями и начи-

\* [petrushenko@univer.kharkov.ua](mailto:petrushenko@univer.kharkov.ua)

нается коалесценция, сопровождающаяся уменьшением площади, которую занимают частички на подложке [24]. На освобожденной поверхности подложки появляются новые зародыши, что с течением времени может привести к разделению максимума на гистограмме на два: первый соответствует вторичному зарождению, а второй (большой по суммарному объему частиц) – островкам, которые образовались вследствие коалесценции.

Коалесценция жидких или частично оплавленных капель протекает по механизму жидкотекучести. Следует отметить, что коалесценция мелких частиц может иметь место даже когда они не касаются друг друга. Перенос вещества в этом случае осуществляется путем поверхностной диффузии по подложке [26]. Отметим, что вследствие размерной зависимости коэффициента диффузии [14, 15], интенсивность данного процесса на начальных этапах формирования пленки может быть весьма высока. В процессе коалесценции возможно объединение в один островок сотен зародышевых образований. Такой островок становится монокристаллическим зерном сплошной пленки. Отсюда вытекает важность изучения процесса коалесценции для описания механизма формирования структуры сплошной пленки, так как конечный размер зерна в пленке определяется не столько плотностью зародышевых образований, сколько интенсивностью процесса коалесценции.

В случае ограниченной подвижности островков наблюдается следующая стадия – образование каналов (лабиринтной структуры) и дальше зарастание ее в сплошную пленку. Средняя толщина пленки, при которой она становится сплошной, зависит от ряда факторов, среди которых главными являются температура (по отношению к температуре плавления осаждаемого вещества) и характер межфазного взаимодействия конденсата с подложкой. Совокупное действие этих факторов, то есть достаточно высокая температура и несмачивание конденсатом подложки может привести к тому, что две последних стадии роста пленки вообще не реализуются и она остается островковой до каких угодно толщин. Такие пленки вызывают значительный интерес как с точки зрения их практического использования, поскольку они часто имеют уникальные физико-химические свойства, например, каталитические или сенсорные [1-7], так и в качестве модельных объектов для изучения фундаментальных свойств малых частиц, из которых собственно они состоят, а также процессов формирования вакуумных конденсатов.

Примером подобных структур могут быть тонкие пленки металлов на нейтральной подложке (например, аморфной углеродной или оксидной), конденсированные через жидкую фазу. Такие пленки обладают свойством самоорганизации [27] и в процессе роста создают самоподобные структуры, которые выделяются тем, что они состоят из частиц практически правильной сферической формы. В настоящей работе с использованием экспериментальных данных и методов численного моделирования исследованы особенности роста островковых пленок, конденсированных по механизму пар – жидкость.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве объектов исследования использовались пленки легкоплавких металлов (Ga, Sn, Bi), конденсированные в вакууме  $10^{-5}$ - $10^{-7}$  мм рт. ст. на аморфной углеродной подложке. Такой выбор связан с тем, что исследуемые контактные пары характеризуются практически полным отсутствием растворимости и не образуют никаких химических соединений. Кроме того, указанные металлы плохо смачивают углеродную подложку: краевые углы составляют 130-150°.

Образцы для исследований препарировались путем термического испарения компонентов в вакууме. Такая методика позволяет сравнительно легко получать объекты (островковые и сплошные пленки) необходимой и контролируемой степени дисперсности, а также обеспечивает высокую чистоту контактирующих фаз и позволяет минимизировать влияние посторонних факторов, таких как образование адсорбированных слоев, оксидных пленок и т.д.

На сколы монокристаллов NaCl, закрепленных в нагреваемом медном блоке, путем испарения из вольтовой дуги наносились тонкие углеродные пленки, которые использовались в качестве подложки. Непосредственно после этого без нарушения вакуума на полученные аморфные слои с помощью термического испарения конденсировались островковые пленки легкоплавкого металла. Массовая толщина пленок  $t_m$  контролировалась в процессе их нанесения с помощью кварцевого датчика с резонансной частотой 4,7 МГц и составляла в различных экспериментах 1-20 нм. Взаимное расположение подложкодержателя и испарителя металла позволяло в одном эксперименте получать серию образцов с различной массовой толщиной. Для того, чтобы обеспечить формирование пленок по механизму пар – жидкость температура подложки при конденсации поддерживалась немного выше температуры плавления исследуемого металла. В других экспериментах, целью которых было изучение влияния температуры на рост островковых пленок, перед конденсацией исследуемого металла вдоль подложки создавался градиент температур. В этом случае в одном эксперименте получалась серия образцов с одинаковой массовой толщиной, но отличающихся температурой подложки при осаждении пленок. После завершения конденсации пленки охлаждались в вакууме до комнатной температуры и извлекались из вакуумной камеры. Далее образцы отделялись в воде от кристаллов соли, вылавливались на медные сеточки и исследовались в электронном микроскопе СЭЛМИ ЭМ-125.

Из анализа электронно-микроскопических снимков определялись распределения частиц по размерам  $N(R)$  в пленках различной массовой толщины, или конденсированных при различных температурах подложки. Следует отметить, что распределение в виде  $N(R)$  часто является малоинформативным и плохо поддается математической обработке. Это связано с тем, что в пленках, осажденных по механизму пар – жидкость, количество мелких частиц на порядки превышает количество крупных, причем мельчайшие частицы не всегда уверенно регистрируются вследствие ограниченной разрешающей спо-

способности электронного микроскопа. Практически при изучении интегральных свойств островковых пленок оказывается необходимым знать не количество микрочастиц данного размера, а их суммарный объем  $\sim N(R) \cdot R^3$  (при изучении процессов, в которых принимает участие весь объем частицы, например, коалесценция частиц, при структурных исследованиях островковых пленок) или площадь поверхности или поперечного сечения  $\sim N(R) \cdot R^2$  (адсорбция, каталитическая активность островковых пленок, поглощение лучей пленкой и т.д.).

В настоящей работе для изучения эволюции распределения с массовой толщиной островковых пленок использовались объемные функции распределения типа  $N(R) \cdot R^3$ . Конкретный выбор величины, которая откладывается по оси  $y$  диктуется необходимостью сравнения распределений, подсчитанных с разной площади и с разным интервалом размеров частиц. С этой точки зрения оказывается удобным ввести величину

$$t(R) = \frac{A \cdot N(R)R^3}{S\Delta R},$$

которая представляет собой результат нормирования  $N(R)$  на площадь участка ( $S$ ) и интервал размеров ( $\Delta R$ ) с коэффициентом  $A$ , учитывающим форму частиц, то есть вид зависимости ее объема от характерного размера. Для островков в виде сферического сегмента с краевым углом смачивания  $\theta$  (именно такая форма частиц характерна для островковых пленок, полученных конденсацией по механизму пар – жидкость)

$$A = \frac{\pi}{3} (2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta)$$

Величина  $t(R)$  является безразмерной и численно равна массовой толщине пленки, которая образуется островками единичного интервала размеров в окрестности  $R$ . Для удобства можно положить, что  $\Delta R = 1$  нм и тогда  $t(R)$  принимает размерность длины. Если проинтегрировать функцию  $t(R)$  от нуля до  $R_{\max}$ , а практически просуммировать значения  $t(R)$  через единичный интервал, можно непосредственно найти массовую толщину пленки на данном образце.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате выполненных исследований установлено, что в температурном диапазоне, обеспечивающем конденсацию пленок по механизму пар – жидкость, влияние температуры на распределение островков по размерам незначительно и в основном отражает температурное изменение физико-химических свойств самого конденсируемого металла. Так в системе Sn/C наблюдается смещение главного максимума, которое может быть следствием изменения смачивания углерода оловом в переохлажденном состоянии. В пленках Bi/C с ростом температуры происходит уменьшение плотности островков. Не смотря на это вследствие обратного испарения атомов уменьшается массовая толщина и величина  $R_{\max}$  остается практически постоянной (рис. 1).

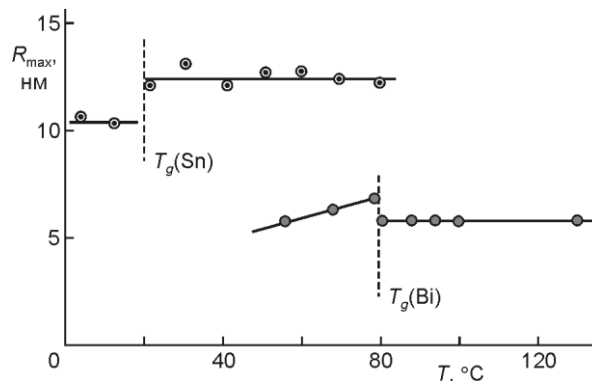


Рис. 1 – Температурная зависимость положения главного максимума распределения островков по размерам в пленках олова и висмута на аморфной углеродной подложке. Массовые толщины пленок: 5 нм (Sn) и 2 нм (Bi)

Существенное изменение функция распределения островков по размерам претерпевает при смене механизма конденсации. И если для достаточно толстых пленок такие изменения более чем очевидны, то при толщинах менее 5-10 нм пленки, конденсированные по механизмам пар – жидкость и пар – кристалл, по внешнему виду практически неотличимы [17, 28]. На рис. 1 приведены зависимости  $R_{\max}(T)$  для тонких пленок Sn/C и Bi/C, иллюстрирующие скачкообразное изменение распределения при переходе через точку смены механизма конденсации  $T_g$ . Обращает внимание, что для висмута и олова скачок  $R_{\max}$  происходит в разных направлениях. Это связано с тем, что для висмута характерна большая, чем для олова анизотропия поверхностной энергии различных кристаллографических граней, что при конденсации по механизму пар – кристалл приводит к росту плоских кристаллов с заметной огранкой. Такие частицы в плоскости подложки будут иметь больший размер, чем сферические капли. В то же время для олова кристаллические частицы мало отличаются по форме от жидких. Можно отметить, что для олова распределения для образцов, полученных при  $T < T_g$ , по своему общему виду похожи на распределения, которые характерны для конденсации через жидкую фазу, но соответствуют меньшим массовым толщинам пленок, когда меньше проявляется коалесценция частиц. С ростом массовой толщины влияние коалесценции на распределение по размерам усиливается и одновременно более заметной становится разница в гистограммах для пленок, полученных выше и ниже температуры перехода. Это позволяет сделать в некоторой степени очевидный вывод, что наблюдаемые отличия в гистограммах и характер их зависимости от массовой толщины пленки в первую очередь объясняются затрудненной коалесценцией островков при конденсации по механизму пар – кристалл. Следует упомянуть, что наблюдаемые различия в распределениях островков по размерам в пленках, конденсированных по различным механизмам, использовались в работах [17, 28] для определения величины максимального переохлаждения при кристаллизации металлов и ее размерной зависимости.

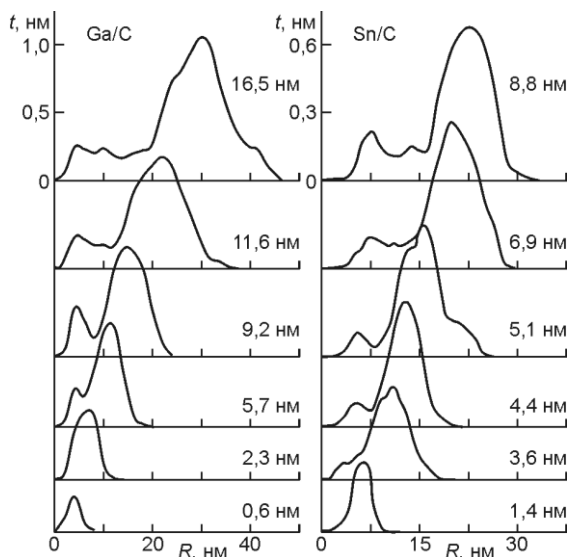


Рис. 2 – Эволюция распределения островков по размерам в островковых конденсатах галлия и олова на аморфной углеродной подложке. Массовые толщины пленок указаны на графиках

Исследования закономерностей роста пленок при конденсации по механизму пар – жидкость были выполнены для островковых конденсатов галлия и олова на аморфных углеродных подложках. Графики распределений микрочастиц по размерам в исследуемых пленках приведены на рис. 2 в виде серии гистограмм, отвечающих различным значениям массовой толщины пленки. Исходя из анализа полученных данных и результатов ранее выполненных исследований можно отметить следующие особенности распределения островков по размерам. На докоалесцентной стадии роста распределение характеризуется одним максимумом, который с ростом массовой толщины сдвигается в сторону больших размеров.

Коалесценция капель начинается не позднее чем массовая толщина пленки достигнет половины диффузионной длины  $\lambda/2$ . Далее при слиянии частиц освобождается площадь достаточная для вторичного зарождения и начиная с массовых толщин порядка диффузионной длины наблюдается расщепление максимума на два. Положение второго максимума, в котором сосредоточена большая часть массы пленки,

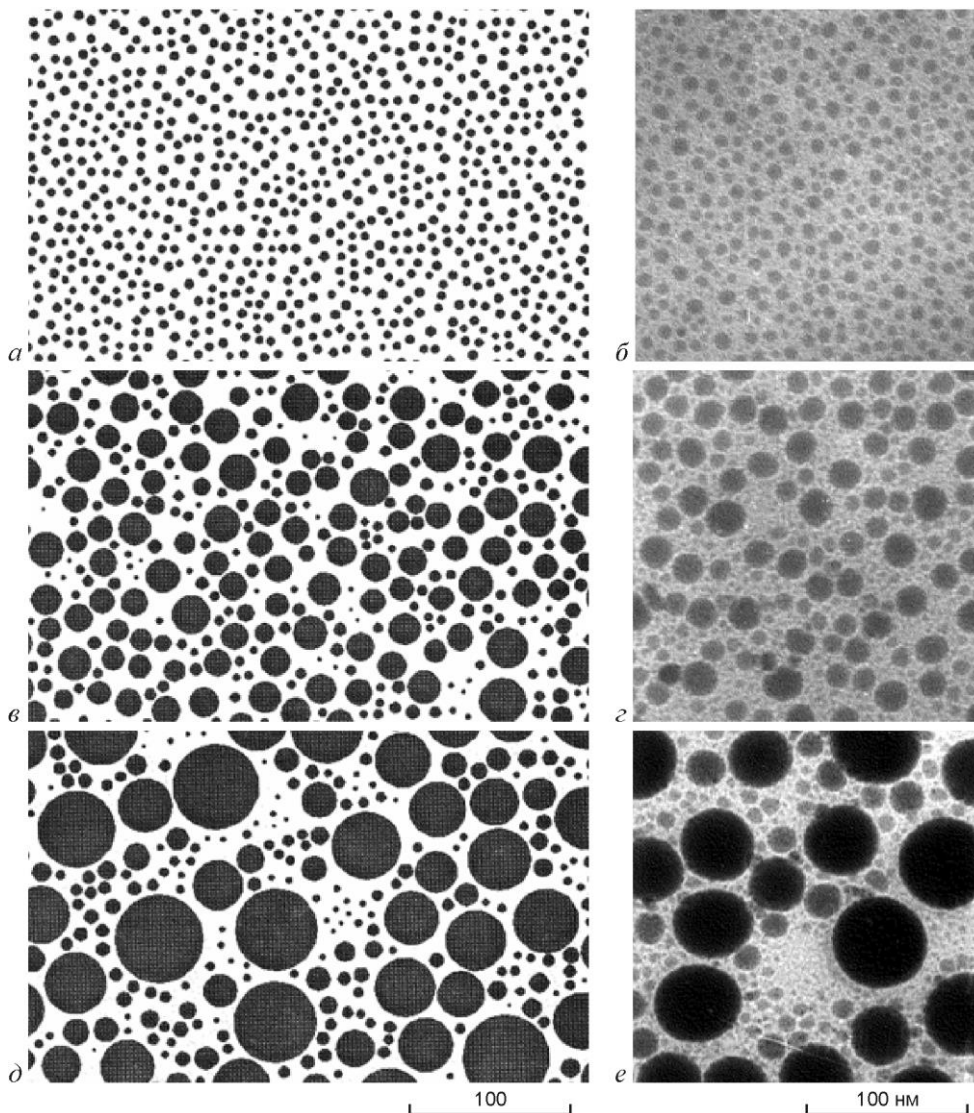


Рис. 3 – Изображения различных стадий модельного (а,в,д) и реального (б,г,е: Ga/C, 2, 5 и 14 нм) роста островковых пленок

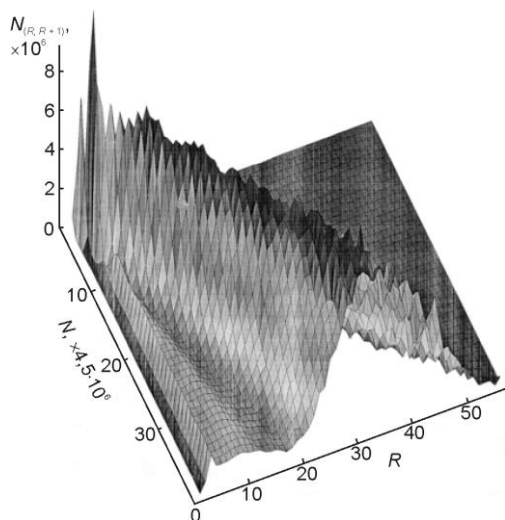


Рис. 4 – Эволюция распределения островков по размерам при моделировании роста пленки по механизму пар – жидкость

линейно зависит от массовой толщины. При этом значение  $R$ , соответствующее наибольшему размеру капель, с ростом  $t$  увеличивается значительно быстрее, чем в случае роста изолированной капли в идентичных условиях только путем поступления атомов из пара. Первый максимум, который соответствует вторичному зарождению, на протяжении дальнейшей конденсации остается неподвижным и практически постоянен по величине. Его положение соответствует диффузионной длине. В частности, как видно из рис. 2 для системы Ga/C значение  $\lambda$  составляет около 5 нм.

Более детальную информацию о закономерностях формирования пленок, растущих по капельно-жидкому механизму, включая ранние стадии роста, которые тяжело наблюдать экспериментально, можно получить с помощью методов компьютерного моделирования [29].

Рост островковой пленки во время ее конденсации из паровой фазы с постоянной скоростью моделировался путем случайного попадания атомов на однородную и изотропную подложку. Формирование пленки рассматривается в соответствии с моделью зон питания, то есть атом, адсорбированный на подложке на расстоянии менее  $\lambda$  от ближайшего островка, присоединяется к нему, если же на расстоянии  $\lambda$  нет островков, то в месте падения атома возникает зародыш критического радиуса  $R_C$  ( $R_C \ll \lambda$ ). Соответственно рост островков происходит за счет поглощения атомов, которые попадают в площадь занятую собственно островком и его зоной питания. При сближении краев соседних островков на некоторое расстояние  $0 \leq \rho < \lambda$  реализуется их слияние при условии сохранения суммарного объема и неподвижности центра масс. В модели не учитывались обратное испарение атомов и их перенос от одного островка к другому. Физически подобные условия соответствуют конденсации на аморфной нейтральной подложке металла с низкой плотностью пара в жидком состоянии. Форма островков задается в условиях модельного эксперимента (диск, полусфера,

сферический сегмент с произвольным краевым углом) и остается неизменной в процессе роста. Расчет распределений островков по размерам осуществлялся после завершения цикла осаждения, включающего конденсацию  $10^6$ - $10^7$  атомов.

Изображения пленки, полученные в процессе моделирования, приведены на рис. 3 в сравнении с электронно-микроскопическими снимками пленок галлия различной массовой толщины на аморфных углеродных подложках.

В процессе модельного роста четко наблюдаются отмеченные выше этапы роста (зарождение и докоалесцентный рост, коалесценция) и характерные особенности (вторичное зарождение на освобожденной площади, расщепление максимума гистограммы). Эволюция распределения островков по размерам с увеличением количества сконденсированных атомов приведена на рис. 4 и как можно видеть из сравнение рис. 2 и 4 подобна гистограммам, которые соответствуют экспериментальным данным.

Совместный анализ результатов позволяет отметить ряд характерных общих особенностей, которые как наблюдаются экспериментально, так и вытекают из модельных расчетов. Так на коалесцентной стадии роста островковой пленки положение главного максимума линейно зависит от количества сконденсированного вещества (рис. 5).

Сопоставление последовательных соседних гистограмм (рис. 6) указывает на то, что рост главного максимума происходит преимущественно за счет слияния частиц меньшего размера, то есть наблюдается уменьшение их количества.

В то же время в области перед главным максимумом никаких изменений не наблюдается. Но, очевидно, что рост и коалесценция в процессе конденсации происходит для всех частиц. Это дает основание

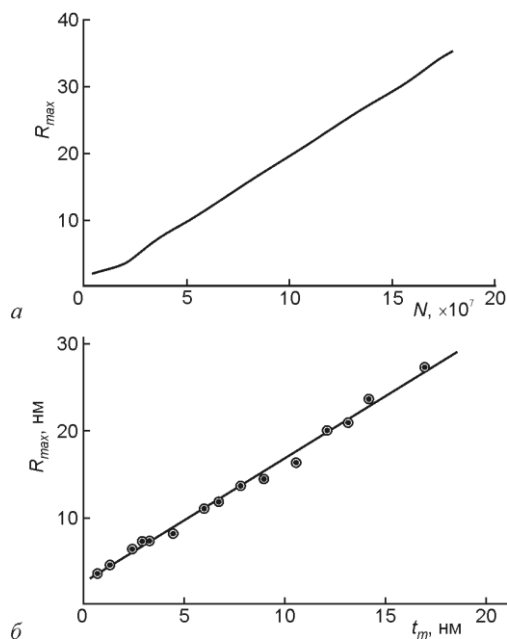


Рис. 5 – Зависимость положения главного максимума от количества сконденсированного вещества (массовой толщины  $t_m$ ) в условиях модельного (а) и реального (б – система Ga/C) роста

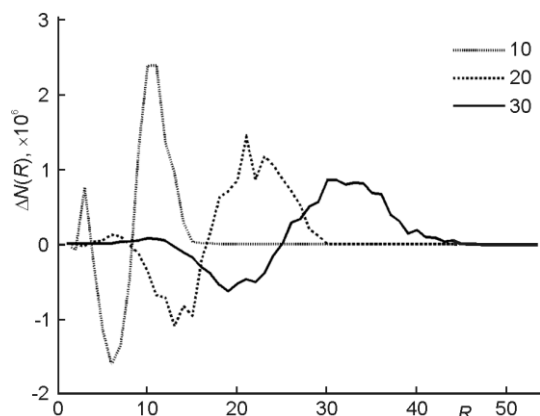


Рис. 6 – Изменение распределения островков по размерам между последовательными циклами модельного роста (для 10, 20 и 30-го циклов)

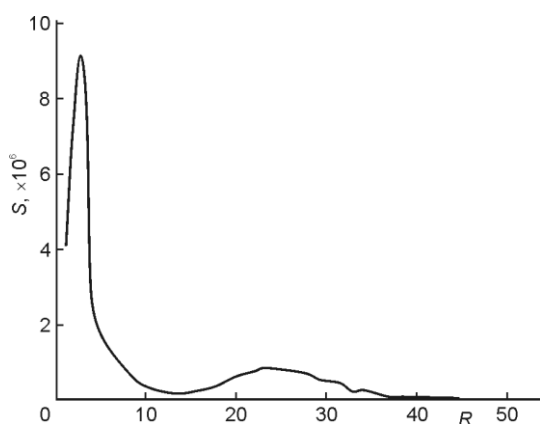


Рис. 7 – Распределение площадей питания островков по их размерам

утверждать, что в этой области имеет место динамическое равновесие, которое обеспечивается непрерывным возникновением и ростом новых зародышей и поглощением их большими образованиями.

Таким образом с помощью коалесценции во время конденсации пленки происходит перенос вещества от маленьких островков к тем, которые соответствуют главному максимуму. Эффективность этого процесса подтверждается распределением площадей питания островков по их размерам. Как видно из рис. 7, частицы малых размеров занимают большую часть подложки, то есть именно такие островки, несмотря на то, что они представляют фактически неизменную часть гистограммы, являются основными акцепторами атомов, которые поступают из паровой фазы.

#### 4. ВЫВОДЫ

Описанная картина поведения островков в пленках, конденсированных по механизму пар-жидкость, подтверждается экспериментальными результатами по изучению распределения островков в пленках Ga/C, Sn/C и Bi/C и полностью соответствует известным представлениям о зарождении и росте пленок. Зависимость с двумя максимумами является универсальной для жидких островковых пленок на несмазываемых подложках. На коалесцентной стадии роста положение первого максимума является постоянным, пропорционально диффузионной длине для адатомов на подложке и имеет тот же порядок величины. Второй максимум смещается во время роста пленки, его положение линейно зависит от массовой толщины. Скорость роста капель максимального размера благодаря коалесценции оказывается большей за скорость роста изолированной капли при том же давлении пара.

### Growth of Island Films During Vapor-liquid Condensation

S.V. Dukarov, S.I. Petrushenko, V.N. Sukhov

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

The results of studying the rules governing the formation and growth of island nanodispersed films condensed in a vacuum by the vapor – liquid mechanism are presented. The evolution of the island size distribution in the process of growth of gallium and tin films on an amorphous carbon substrate was considered. The effect of temperature on the size distribution of microparticles near the maximum supercooling of tin and bismuth island condensates was studied. A computer simulation of the formation of island films taking into account the droplet-liquid coalescence mechanism of islands was carried out. The results of the simulation are consistent with the available experimental data and theoretical concepts of nucleation and growth of island films.

**Keywords:** Growth of island films, Island films, Condensation mechanism, Size distribution, Simulation of film growth.

### Зростання острівцевих плівок під час конденсації за механізмом пара - рідина

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

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

Наводяться результати вивчення закономірностей, що визначають процеси формування і росту острівцевих нанодисперсних плівок, конденсованих у вакуумі за механізмом пара – рідина. Розгляну-

та еволюція розподілу острівців за розмірами під час росту плівок галію і олова на аморфній вуглецевій підкладці. Досліджений вплив температури на розподіл за розмірами мікрочастинок поблизу максимального переохолодження острівцевих конденсатів олова і вісмуту. Здійснено комп'ютерне моделювання процесу формування острівцевих плівок з урахуванням крапельно-рідкого механізму коалесценції острівців. Результати моделювання узгоджуються з наявними експериментальними даними і теоретичними уявленнями про зародження і ріст острівцевих плівок.

**Ключові слова:** Зростання острівцевих плівок, Острівцеві плівки, Механізм конденсації, Розподіл за розмірами, Моделювання зростання плівок.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРЫ

1. H.H. Jeong, A.G. Mark, M. Alarcón-Correa, I. Kim, P. Oswald, T.C. Lee, P. Fischer, *Nat. Commun.* **7**, 11331 (2016).
2. J. Chen, H. Che, K. Huang, C. Liu, W. Shi, *Appl. Catal. B-Environ.* **192**, 134 (2016).
3. J. Gan, B.B. Rajeeva, Z. Wu, D. Penley, C. Liang, Y. Tong, Y. Zheng, *Nanotechnology* **27** No 23, 235401 (2016).
4. L. Zhou, H. Zhang, H. Sun, S. Liu, M.O. Tade, S. Wang, W. Jin, *Catal. Sci. Technol.* **6** No 19, 7002 (2016).
5. A.G. Brolo, *Nat. Photonics.* **6** No 11, 709 (2012).
6. N.P. Klochko, K.S. Klepikova, G.S. Khrypunov, N.D. Volkova, V.R. Kopach, V.M. Lyubov, M.V. Kirichenko, A.V. Kopach, *Semiconductors* **49** No 2, 214(2015).
7. N.V. Bondar, M.S. Brodin, A.M. Brodin, N.A. Matveevskaya, *Semiconductors* **50** No 3, 364 (2016).
8. Y. Yan, J.S. Du, K.D. Gilroy, D. Yang, Y. Xia, H. Zhang, *Adv. Mater.* **29**, 1605997 (2017).
9. N.A. Dulina, T.G. Deineka, R.P. Yavetskiy, Z.P. Sergienko, A.G. Doroshenko, P.V. Mateychenko, O.M. Vovk, N.A. Matveevskaya, *Ceram. Int.* **37** No 5, 1645 (2011).
10. T. Ma, F. Liang, R. Chen, S. Liu, H. Zhang, *Nanomaterials* **7** No 9, 239 (2017).
11. A.P. Kryshtal, A.A. Minenkov, S.S. Dzhuz, *J. Nano-Electron. Phys.* **7** No 1, 01024 (2015).
12. A.P. Kryshtal, *Appl. Surf. Sci.* **321**, 548 (2014).
13. V.A. Zlenko, M.G. Demydenko, S.I. Protsenko, A.V. Boyun, A.A. Vozny, *J. Nano-Electron. Phys.* **4** No 4, 04023 (2012).
14. A.A. Minenkov, S.I. Bogatyrenko, R.V. Sukhov, A.P. Kryshtal, *Phys. Solid. State.* **56** No 4, 823 (2014).
15. A.P. Kryshtal, A.A. Minenkov, P.J. Ferreira, *Appl. Surf. Sci.* **409**, 343 (2017).
16. S.I. Petrushenko, S.V. Dukarov, V.N. Sukhov, *Vacuum* **142**, 29 (2017).
17. N.T. Gladkikh, S.V. Dukarov, V.N. Sukhov, *Z. Metallkd.* **87**, 233 (1996).
18. M.K. Zayed, H.E. Elsayed-Ali, *Phys. Rev. B: Condens. Matter.* **72** No 20, 205426 (2005).
19. S.I. Petrushenko, S.V. Dukarov, V.N. Sukhov, *Probl. At. Sci. Tech.* **104** No 4, 118 (2016).
20. P. Mukherjee, P. Manchanda, P. Kumar, L. Zhou, M. J. Kramer, A. Kashyap, R. Skomski, D. Sellmyer, J. E. Shield, *ACS Nano* **8** No 8, 8113 (2014).
21. X. Zhang, J. C. Joy, C. Zhao, J.H. Kim, G. Fernandes, J.M. Xu, J.M. Valles Jr, *Nanotechnology* **28** No 10, 105302 (2017).
22. R.I. Bihun, Z.V. Stasyuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* **36** No 6, 723 (2014).
23. R.I. Bigun, M.D. Buchkovs'ka, N.S. Koltun, Z.V. Stasyuk, D.S. Leonov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* **35** No 1, 85 (2013).
24. Л.С. Палатник, М.Я. Фукс, В.М. Косевич, *Механизм образования и субструктура конденсированных пленок* (Москва: Наука: 1972).
25. A.A. Bochkarev, V.I. Polyakova, *Processes of Formation of Micro- and Nanodispersed Systems* (CRC Press: 2015).
26. I. Petrov, P.B. Barna, L. Hultman, J.E. Greene, *J. Vacuum Sci. Technol. A: Vacuum, Surf. Films* **21** No 5, 117 (2003).
27. E. Søndergård, R. Kofman, P. Cheyssac, A. Stella, *Surf. Sci.* **364** No 3, 467 (1996).
28. N.T. Gladkikh, S.V. Dukarov, A.P. Kryshtal, V.I. Larin, *Fiz. Met. Metalloved.* **85** No 5, 536 (1998).
29. F. Family, P. Meakin, *Phys. Rev. A.* **40** No 7, 3836 (1989).