

НЕОДНОРОДНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В МОНОАТОМНОМ СЛОЕ В УСЛОВИЯХ ОСАЖДЕНИЯ ИЗВНЕ

А.С. Долгов, А.В. Валуйская

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского

“Харьковский авиационный институт”

Украина

Поступила в редакцию 28.09.2012

Теоретически изучаются особенности осаждения атомов на поверхность. Предполагается, что условия осаждения обеспечивают формирование только одного слоя. Основное внимание уделяется особенностям микрораспределений в монослое и влияние этих особенностей на свойства поверхности. Анализируется возможность реализации мезо- и макронеоднородностей монокристаллической пленки в условиях однородного внешнего воздействия. Выявлены условия возникновения неоднородностей. Показано, что варьирование интенсивности внешнего воздействия и температуры сопровождается качественными перестройками поверхностного монослоя.

Ключевые слова: осаждение, монослой, взаимодействие атомов, неоднородности, температура.

Теоретично вивчаються особливості осадження атомів на поверхню. Передбачається, що умови осадження забезпечують формування лише одного шару. Головним чином увага звертається на особливості мікророзподілів в межах моношару та вплив цих особливостей на властивості поверхні. Аналізується можливість реалізації мезо- і макронеоднорідностей монокристалічної плівки в умовах однорідного зовнішнього впливу. Виявлено умови виникнення неоднорідностей. Показано, що варіювання інтенсивності зовнішнього впливу і температури супроводжується якісними перебудовами поверхневого моношару.

Ключові слова: осадження, моношар, взаємодія атомів, неоднорідності, температура.

Peculiarities of atom sedimentation onto the surface are theoretically explored. It is assumed that sedimentation conditions provide formation of only one layer. Main prominence is given to the peculiarities of microdistributions in monolayer and their influence on surface properties. Possibility of meso- and macroinhomogeneities realization within monatomic film under homogeneous external influence is analyzed. Conditions of inhomogeneities occurrence are revealed. It is shown that the variation of the intensity of external influence and temperature is accompanied by a qualitative rearrangement of the surface monolayer.

Keywords: sedimentation, monolayer, atom interaction, inhomogeneities, temperature.

ВВЕДЕНИЕ

Столкновение атомов с твердой поверхностью – тривиальная особенность условий на открытых поверхностях. Это обстоятельство в некоторых случаях рассматривается как нежелательное, в других, напротив, как механизм управления свойствами поверхности (например, [1 – 3]). Физические механизмы обсуждаемого взаимодействия существенно варьируются в зависимости от энергии бомбардирующих частиц. Наименее изученной следует считать область достаточно низких энергий, где на первый план выходят весьма разнообразные геометрические, материальные характеристики поверхностных атомных

слоев бомбардируемого объекта. Одним из качественно своеобразных вариантов этого набора является монокристаллический слой, непосредственно контактирующий с матрицей. Монокристаллическое покрытие может возникать как результат осаждения атомов, прибывающих извне, если набор параметров взаимодействия атомов с подложкой и между собой обеспечивает существование только одного слоя [4 – 6].

Возможность отрыва атома от поверхности определяет существование пленки только при наличии потока извне и ее исчезновение после снятия воздействия. Тем не менее, обсуждаемое динамически равновесное образование – это реальный объект – иногда неустрашимый,

иногда желательный – наличие и особенности которого существенным образом влияют на наблюдаемые свойства поверхности. В опубликованных работах формирование пленки чаще всего рассматривается в макроскопических категориях [7, 8], что дает возможность определить существенные свойства этого процесса. Дополнительную информацию об особенностях возникающих распределений дают дискретные решеточные модели.

Равновесные и неравновесные характеристики моноатомных слоев рассматривались в работах [9, 10]. Однако, как выясняется, построения этих работ охватывают не все варианты формирования моноатомных слоев в условиях осаждения и реиспарения, в силу чего некоторые режимы осаждения требуют отдельного обсуждения. В данной работе анализируется возможность реализации мезо- и макронеоднородностей моноатомной пленки в условиях однородного внешнего воздействия. Используются как категории сплошной среды, так и параметры микроструктуры.

СХЕМА АНАЛИЗА

Вычисления сводятся к определению величины ϕ – вероятности заполнения разрешенной позиции на поверхности матрицы. Существенные для дальнейшего кристаллографические особенности подложки представляются числом позиций, находящихся в ближайшем соседстве (аналог координационного числа). Эта величина ниже обозначается символом p и равна двум для одномерной сетки, трем или шести для гексагональной структуры, в частности для графена, в зависимости от особенностей сцепления атома примеси с подложкой. Распределение атомов на поверхности обусловлено наложением взаимосвязанных и конкурирующих факторов: поступление извне, реиспарение, миграция по поверхности. Учитывается взаимодействие между атомами, находящимися в ближайшем соседстве. Если даже абсолютные масштабы этого взаимодействия невелики, роль такого взаимодействия при низких температурах оказывается непренебрежимой или даже определяющей. Бомбардировка поверхности

атомами обсуждаемого вида считается внешним фактором, не зависящим от состояния покрытия. При этом в условиях формирования моноатомного слоя интенсивность осаждения пропорциональна вероятности того, что соответствующий узел пуст.

Общая вероятность ухода с поверхности (испарения) за единицу времени определяется суммой вкладов вариантов отрыва от поверхности, отвечающих той или иной конфигурации размещения атомов в соседствующих позициях. С учетом статистических весов физически идентичных размещений соответствующее выражение имеет вид

$$v^p \phi^{p+1} + p v^{p-1} \phi^p (1 - \phi) + \frac{p(p-1)}{2} v^{p-2} \phi^{p-1} (1 - \phi)^2 + \dots,$$

что эквивалентно выражению $\phi(v\phi + 1 - \phi)^p$, причем v – фактор взаимодействия с одним соседом.

Уравнение баланса имеет вид

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = D \Delta \phi - b \phi (1 - \gamma \phi)^p + g (1 - \phi), \quad (1)$$

здесь D – коэффициент диффузии атомов по поверхности, b – вероятность отрыва атома за единицу времени в отсутствие таких же атомов в ближайшем соседстве, g – величина, пропорциональная потоку частиц на поверхность, $\gamma \equiv 1 - v$.

Имея в виду, что величина $v < 1$ в случае притяжения между атомами и $v > 1$ для отталкивания, констатируем, что величина γ отрицательна в случае отталкивания и положительна в противоположной ситуации. Параметр v нет оснований отличать от фактора

Гиббса $v = \exp\left(\frac{V}{K_B T}\right)$, что и предопределяет

появление множителей v^2 , v^3 и т.д., для событий соответствующего вида.

РАВНОВЕСНЫЕ ОДНОРОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Оговоренные названием пункта предположения сводят равенство (1) к форме алгебраического уравнения

$$\phi_0 (1 - \gamma \phi_0)^p = \frac{g}{b} (1 - \phi_0), \quad (2)$$

индекс “0” символизирует равновесие.

В тривиальной ситуации – отсутствие влияния соседей, т.е. $\gamma = 0$, – равенство (2) дает

$$\varphi_0 = \frac{g}{g+b},$$

что в принятых обозначениях не отличается от результата элементарных оценок.

Если же $\gamma < 0$ (отталкивание), то с ростом $|\gamma|$ величина φ_0 при сохранении значения g/b неуклонно уменьшается, приближаясь при достаточно больших значениях γ к уровню

$$\varphi_0 \approx \left(\frac{g}{b|\gamma|} \right)^{\frac{1}{p+1}}.$$

Записанное выражение свидетельствует о том, что значительные уровни заполнения динамически равновесного покрытия могут быть достигнуты только при весьма высоких уровнях внешнего воздействия. Более интересен вариант $v < 1$, т.е. $\gamma > 0$, который далее и будет обсуждаться.

Корни уравнения (2) определяются пересечением кривой, представленной выражением слева от знака равенства (2), и луча, проведенного из точки $\varphi = 1$ под углом, тангенс которого g/b . При этом упомянутая кривая имеет максимум при значении $\varphi = \varphi_m$

$$\varphi_m = \frac{1}{\gamma(p+1)}$$

и точку перегиба, если

$$\varphi = \varphi_n = \frac{2}{\gamma(p+1)}. \quad (3)$$

Обе названные точки находятся в пределах $0 \div 1$, иными словами физически небесмысленны, когда $\gamma > 2/(p+1)$, т.е. при не слишком слабом притяжении.

Рис. 1 иллюстрирует соответствия, содержащиеся в уравнении (2) при достаточно высоких значениях γ .

Видно, что в области условий

$$\frac{g}{b} < C_-, \quad \frac{g}{b} > C_+ \quad (4)$$

имеется только одно вещественное решение уравнения со значением в пределах $0 \div 1$.

Если же $C_- < \frac{g}{b} < C_+$, (5)

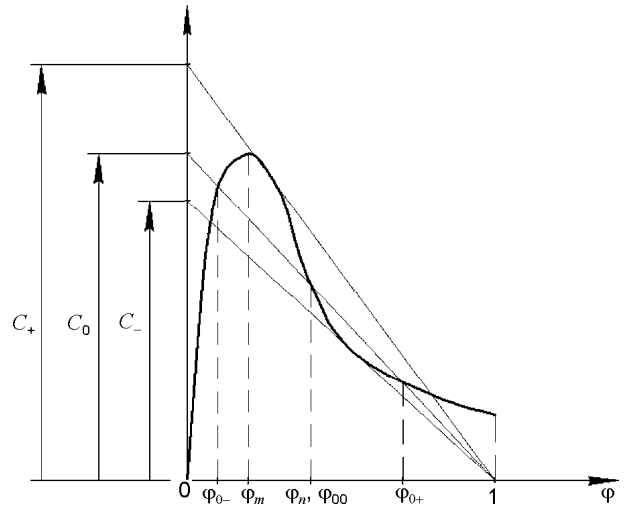


Рис. 1.

то вещественных корней уравнения в физически возможной зоне три. Значения C_- и C_+

находятся из условия $C_{\pm} = \frac{\varphi^{\mp}(1-\gamma\varphi^{\mp})^p}{1-\varphi^{\mp}}$, где

величины φ_+ , φ_- – соответствуют точкам касания лучей, ограничивающих зону реализации трех решений, с кривой $\varphi(1-\gamma\varphi)^p$.

При этом

$$\varphi_{\pm} = \frac{p+1}{2p} \pm \sqrt{\frac{(p+1)^2}{4p^2} - \frac{1}{\gamma p}}. \quad (6)$$

Получается, что при условно слабом и относительно сильном внешнем воздействии (4) формируются динамически равновесные устойчивые покрытия определенного уровня плотности, а в специальной ограниченной зоне условий (5) имеется три равновесных состояния, физические роли которых требуют дополнительного обсуждения.

Можно убедиться, что при значении

$$\frac{g}{b} = 2 \frac{((p-1)/(p+1))^p}{\gamma(p+1)-2}, \quad (7)$$

один из корней уравнения, обозначенный на рис. 1 как φ_{00} , точно совпадает с φ_n (3), а два других приближенно таковы:

$$\varphi_{0\pm} \approx \frac{2}{\gamma(p+1)} \pm \frac{1}{\gamma} \left(\frac{2}{p(p+1)} - 4 \frac{(p-1)/(p(p+1)^2)}{\gamma(p+1)-2} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Требуется анализ устойчивости состояний, соответствующих значениям φ_{0-} , φ_{00} , φ_{+} . Записывая уравнение (1) в допущении об однородности распределения

$$\frac{d\varphi}{dt} = g(1 - \varphi) - b\varphi(1 - \gamma\varphi)^p \quad (9)$$

и допуская малое отклонение от равновесного значения $\varphi = \varphi_0 + \varepsilon$, переписываем уравнение с точностью до линейных поправок по ε . Принимая во внимание, что все три корня φ_{0-} , φ_{00} , φ_{+} обеспечивают тождественность равенства (2), находим

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \left[-g + b(1 - \gamma\varphi_0)^{p-1}(\gamma(p+1)\varphi_{0-}) \right] \varepsilon,$$

что с использованием (2) сводится к виду

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{g}{\varphi_0(1 - \gamma\varphi_0)} \left[\gamma(p+1)\varphi_0 - p\gamma\varphi_0^2 - 1 \right] \varepsilon. \quad (10)$$

Выражение в квадратных скобках обращается в нуль при значениях φ_0 , совпадающих с φ_{\pm} (6). Это является дополнительным свидетельством о том, что диапазон условий (5) качественно отличается от примыкающих областей. Обращаем внимание, что формула (6) определяет условие $\gamma > 4p/(p+1)^2$, которое также задает положительность выражения в квадратных скобках (10). Тем самым устанавливается, что уравнение (10) имеет вид

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \alpha\varepsilon, \quad \alpha > 0,$$

т.е. определяет возрастание всяких малых отклонений от равновесного уровня. Таким образом, все три возникающие в условиях (5) равновесные состояния неустойчивы. В этом диапазоне параметров нет устойчивых однородных состояний.

НЕОДНОРОДНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Требуется возвратиться к уравнению (1) в условиях обращения производной по времени в нуль. Ограничиваясь вариантом макроскопически одномерного распределения, записываем

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{b}{D}\varphi(1 - \gamma\varphi)^p - \frac{g}{D}(1 - \varphi). \quad (11)$$

Используя стандартный прием понижения порядка нелинейных уравнений без явной за-

висимости от x , приводим уравнение (11) к

$$\begin{aligned} \text{виду} \quad \frac{d\varphi}{dx} = \pm \left\{ 2 \frac{g}{D} \left(\varphi_1 - \frac{\varphi_1^2}{2} - \varphi + \frac{\varphi^2}{2} \right) + \right. \\ \left. + 2 \frac{b/D}{\gamma^2(p+1)(p+2)} \left[(1 - \gamma\varphi_1)^{p+1} (1 + \gamma(p+1)\varphi_1) - \right. \right. \\ \left. \left. - (1 - \gamma\varphi)^{p+1} (1 + \gamma(p+1)\varphi) \right] \right\}^{3/2}, \quad (12) \end{aligned}$$

где φ_1 – константа интегрирования, соответствующая экстремальному значению φ .

Если принять $\varphi = \varphi_1 + y$, то уравнение (12) записывается как

$$\frac{dy}{dt} = \pm \left\{ a_1 y + a_2 y^2 + \dots + a_{p+2} y^{p+2} \right\}^{3/2}. \quad (13)$$

Коэффициенты a_k таковы:

$$a_1 = -2 \frac{g}{D} (1 - \varphi_1) + 2 \frac{b}{D} (1 - \gamma\varphi_1)^p \varphi_1, \quad (14)$$

$$a_2 = \frac{g}{D} + \frac{b}{D} (1 - \gamma\varphi_1)^{p-1} (1 - \gamma(p+1)\varphi_1), \quad (15)$$

все последующие имеют вид

$$\begin{aligned} a_k = 2 \frac{b}{D} (-1)^k \gamma^{k-2} \frac{p!}{(p+2-k)!k!} \times \\ \times (1 - \gamma\varphi_1)^{p+1-k} (k-1 - \gamma(p+1)\varphi_1), \quad (16) \end{aligned}$$

исключая завершающий

$$a_{p+2} = 2 \frac{b}{D} (-1)^{p+2} \frac{\gamma p}{p+2}. \quad (17)$$

Коэффициент a_1 (14) в области $\varphi_1 > \varphi_{0+}$ положителен, вторая производная от φ здесь тоже больше нуля. Это значит, что искомая функция не имеет здесь ограниченных решений. Аналогичное замечание следует сделать и в отношении зоны $\varphi_1 < \varphi_{0-}$.

Возможность нетривиальных состояний следует связать с областью параметров, где однородные решения неустойчивы. При этом значении φ_0 , отвечающие равновесию, должны присутствовать в форме функций, представляющих предполагаемые неоднородные распределения.

Если принять, что уровень φ_1 совпадает с одним из значений φ_0 , то коэффициент a_1 обращается в нуль. С учетом первых двух исчезающих слагаемых (15, 16) подкоренного выражения уравнения (13) получается

$$\frac{dy}{dx} = \mp y \left\{ g + b(1 - \gamma\varphi_0)^{p-1}(1 - \gamma(p+1)\varphi_0) + \frac{1}{3} b\gamma p(1 - \gamma\varphi_0)^{p-2}(p+1)\gamma\varphi_0 - 2 \right\} y^{1/2} \quad (18)$$

(здесь и далее $\frac{x}{\sqrt{D}} \rightarrow x$).

Необходимым условием состоятельности равенства (18) является требование положительности не зависящего от y выражения под корнем (18). Можно показать, что это требование выполняется для значений φ_0 вне диапазона, обозначенного выражением (6). Таким образом, в качестве φ_0 могут быть приняты значения φ_{0+} , φ_{0-} . Для значения φ_{0+} коэффициент a_3 , записанный согласно (16) и присутствующий в уравнении (18), больше нуля. Это значит, что ограниченные решения уравнения (18) и, то же самое (12), возможны, если $y < 0$. Таким образом, функция $\varphi(x)$ убывает от асимптотического значения φ_{0+} . В области $\varphi_{0+} > \varphi > \varphi_{00}$ вторая производная от φ отрицательна, при $\varphi = \varphi_{00}$ происходит изменение знака второй производной, что отвечает достижению экстремального значения (минимума) в области $\varphi < \varphi_{00}$.

Если же $\varphi_0 = \varphi_{0-}$, то $a_3 < 0$, что предопределяет требование $y > 0$. Соответствующая функция описывает возрастание в области $\varphi_{00} > \varphi > \varphi_{0-}$, наличие перегиба при $\varphi = \varphi_{00}$ и максимума в области $\varphi > \varphi_{00}$.

Не следует считать два указанных варианта двумя разновидностями неоднородных распределений. Переход φ через уровень φ_{00} изменяет характер кривизны каждой из названных функций, т.е. создает особенности распределения для зоны, примыкающей к противоположному уровню φ_0 . Тем самым каждая из двух форм распределения может рассматриваться как продолжение зависимости, найденной для функции φ с другой стороны от уровня φ_{00} .

Таким образом, установлено, что условно равновесные уровни заполнения φ_{0-} и φ_{0+} объединяются S-образной переходной зависимостью с перегибом при $\varphi = \varphi_{00}$.

Ввиду того, что, как показано выше, асимптотические уровни φ_{0-} и φ_{0+} не вполне устойчи-

вы, следует считать правилом, что истинные уровни φ на участках однородности могут отличаться от умозрительно найденных значений φ_{0-} , φ_{0+} . В этих условиях нулевое значение первой производной от φ будет возникать при конечном, пусть достаточно малом, значении второй производной. В этих условиях уровни φ_{0-} , φ_{0+} утрачивают роль асимптот. Вблизи этих значений реализуется плавное сочленение нисходящей ветви зависимости $\varphi = \varphi(x)$ с симметричной восходящей ветвью. В силу этого следует полагать, что макроскопическая картина моноатомного заполнения поверхности будет представлять собой набор S-образных переходов между уровнями либо одиночных, либо сгруппированных снижений уровня (“ям”) и аналогичных уплотнений (“бугров”). Впрочем, при регулярном повторении названных элементов рельефа различие между ними практически утрачивается.

СПЕЦИАЛЬНЫЙ СЛУЧАЙ

Для одномерной цепи узлов $p = 2$. Заметим, что обращение к одномерному варианту диктуется не только стремлением к простоте. Имеются свидетельства о реализации одномерных структур в силу действия ряда факторов [11 – 13]. Уравнение (13) с учетом выражений (14 – 17) приобретает вид (точная форма)

$$\frac{dy}{dx} = \pm \sqrt{b} \left\{ \frac{g}{b} + (1 - \gamma\varphi_0)(1 - 3\gamma\varphi_0) + \frac{2}{3} \gamma(3\gamma\varphi_0 - 2)y + \frac{1}{2} \gamma^2 y^2 \right\}^{1/2} \quad (19)$$

Зона неустойчивости однородных распределений возникает при достаточно высоких значениях γ (в данном варианте согласно (6) $\gamma > 8/9$), что соответствует достаточно низким уровням v ($v < 1/9$). Очевидно, что широкое многопорядковое варьирование v в области $v \ll 1$ соответствует весьма слабому относительному изменению γ . Поэтому посылка $\gamma = 1$ должна пониматься как приближенное, но почти точное соответствие условиям достаточно сильного притягивательного взаимодействия между атомами покрытия.

Уместно также воспользоваться соотношением (7), определяющим условную середину диапазона неустойчивости, что в оговоренных предположениях дает $g/b = 2/9$. Корни уравнения (2) при этом таковы:

$$\varphi_{00} = \varphi_n = 2/3, \varphi_{0-} = \varphi_n = 1/3, \varphi_{0+} = 1. \quad (20)$$

Уравнение (19) для $\gamma = 1$ при подстановке в него какого-либо из значений φ_0 (20) дополнительно редуцируется, что позволяет указать законченную форму искомой функции φ

$$\varphi(x) = \frac{1 + (1/3)e^{\sqrt{gx}}}{1 + e^{\sqrt{gx}}}. \quad (21)$$

Функция $\varphi(x)$ асимптотически приближается к уровням $1/3$ и 1 , имея перегиб при $\varphi = 2/3$ (координата $x = 0$).

Таким образом, возникают островки сплошного заполнения, окруженные зонами, где степень заполнения при низком уровне осаждения весьма мала. Следует думать, что невысокий средний уровень (например, $\varphi = 1/3$) – это статистическое представление набора островков случайных размеров, окруженных практически пустыми, вдвое более обширными пространствами. Таким образом, значения φ предполагают осреднение в достаточно больших сравнительно с размерами островков областях. Выполняемое описание распределения частиц микроскопически менее детально, нежели, например, в работах [9, 10], где, однако, предполагалась макроскопическая однородность, но указывает на тенденции более крупных пространственных масштабов.

ОБСУЖДЕНИЕ

Наличие зоны неустойчивости однородных распределений есть предпосылка реализации качественных перестроек при изменении условий осаждения.

Если отношение g/b меньше уровня C_- (рис. 1 и формулы (5, 6)), то имеется однозначное соответствие между средним уровнем заполнения φ и варьируемым параметром g/b . Однако если эта величина достигает значения C_- , то происходит взрывное разрушение однородного состояния, связанное с появлением значительных, возможно, макроскопических участков намного более плотного заполнения. В соответствии с записанными

выше выражениями это обстоятельство сопряжено с формированием переходных зон со случайным их размещением. Дальнейший рост параметра g/b соответствует изменению профиля переходных участков с тенденцией к повышению максимального уровня заполнения и более резкому разграничению участков условно высокого и низкого уровней заполнения. Если же упоминаемый параметр переходит уровень C_+ , то происходит новая резкая перестройка распределения, определяемая исчезновением как участков низкой плотности, так и переходных зон: формируется однородная достаточно плотная поверхностная монокристаллическая пленка.

Следует обратить внимание, что параметр g/b зависит как от интенсивности потока извне (g), так и от температуры вследствие природы фактора b

$$b \approx \exp(-V_b/K_b T).$$

Таким образом, снижение температуры при фиксированном уровне g соответствует росту отношения g/b , что отвечает изложенной последовательности перестроек распределения. Конечно, понижение температуры сопровождается также уменьшением v , или, что то же самое, приближением γ к 1 , однако это не изменяет общих тенденций и играет роль некоторого уточняющего обстоятельства. Стоит, однако, обратить внимание на то, что если γ приближается к значению $2/(p + 1)$ – это заметное отличие γ от 1 , то есть относительно высокие температуры – то значения C_- , C_+ , ограничивающие область перестроек, весьма высоки, что может отражать практическую недостижимость зоны неустойчивости.

При значениях γ близких к единице, что соответствует достаточно низким температурам, быстрое изменение температуры определяет переход области (5) за весьма короткие сроки. При этом в достаточно узком температурном диапазоне должно происходить скачкообразное опустошение поверхности в случае нагрева и уплотнение при охлаждении. Реально наблюдаемая скорость изменения состояний зависит от значений характерных температур и уровня воздействия g . В областях высоких температур переходы будут происходить стремительно, едва ли не взрыв-

ным образом. Если же характерные температуры оказываются в зоне низкой подвижности частиц, то наблюдаемые распределения могут приобретать сходство с переохлажденной или перегретой жидкостью.

Наибольшие различия между значениями C_- , C_+ соответствуют $\gamma = 1$, а если $\gamma \rightarrow 4p(p + 1)^2$, то зона неустойчивости, она же зона перестроек, исчезает. Это значит, что неоднородные распределения и масштабные перестройки реализуются в условиях достаточно сильного взаимовлияния соседних атомов ($v \rightarrow 0$), что, впрочем, реализуется и при как угодно малых абсолютных значениях энергии взаимодействия, но для достаточно низких температур.

Если $\gamma \rightarrow 1$, то $\phi_+ \rightarrow 1$, $C_+ = \frac{(p-1)^{p-1}}{p^p}$;

$\phi_- = 1/p$, $C_- = 0$.

Условие реализации неоднородных распределений обеспечивается в этом случае в условиях воздействия, ограниченном только сверху. При этом уровень ограничения усиливается с увеличением p .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наличие покрытия поверхности существенно модифицирует свойства этой поверхности, а установленная неоднородность моноатомного слоя задает неоднородность связанных с покрытием характеристик. Следует ожидать существенного варьирования оптических, эмиссионных, динамических свойств поверхности.

Выполненные построения могут быть отнесены не только к условиям поступления атомов из примыкающего вакуумного объема, но и для варианта поступления атомов активатора на поверхность из пористого основного материала. Так как работы выхода электронов весьма чувствительны к степени покрытия эмитируемой поверхности активатором, причем эта зависимость часто немонотонна [14], неоднородность распределения активатора диктует усиленно неоднородное пятнистое распределение эмитирования с поверхности. Варьирование общего уровня покрытия и особенностей его неоднородности при изменении температуры предопределяет

изменение уровня эмиссии в широких пределах, что может восприниматься, как отклонение от закона Ричардсона и, с другой стороны, служить инструментом изучения особенностей моноатомного слоя.

Ввиду того, что формирование моноатомного слоя может рассматриваться как начальный этап создания более массивных покрытий, выявленные условия возникновения стартовой неоднородности покрытия небезразличны и в отношении формирования последующих слоев, внутри которых могут дополнительно присутствовать эффекты, близкие к изученным здесь. Поэтому результаты данной работы могут иметь значение с позиций разработки технологий создания и совершенствования наноструктур.

Построения данной работы допускают значительное развитие как в отношении более детального представления основных процессов, так и для иных сходных объектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудман Ф., Вахман Г. Динамика рассеяния газа поверхностью. – М.: Мир, 1980. – 424 с.
2. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел/Под ред. Е.С. Машковой. – М.: Мир, 1989. – 389 с.
3. Кудинов В.В., Бобров Г.В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование. – М.: Металлургия, 1992. – 432с.
4. Большов Л.А., Напартович А.П., Наумовец А.Г., Федорус А.Г. Субмонослойные пленки на поверхности металлов//УФН. – 1977. – Т. 122. – С. 125.
5. Lewis B., Anderson I. Nucleation and Growth of Thin Films. – New York: Academic Press, 1978.
6. Трофимов В.И., Осадченко В.А. Рост и морфология тонких пленок. – М.: Энергоатомиздат, 1993. – 272 с.
7. Кукушкин С.А., Осипов А.В.//УФН.– 1998. – Т. 168. – С.1083.
8. Дубровский В.Г., Сибирев Н.В., Цырлин Г.Э., Устинов В.М. Теория формирования многослойных тонких пленок на поверхности твердого тела//ФТП.– 2006. – Т. 40, №3, – С. 257.
9. Долгов А.С., Лорент А.Л.//ФИП. – 2011. – Т. 9, № 1. – С. 25-31.
10. Долгов А.С., Стеценко Н.В.//Поверхность. – 2012. – № 1. – С. 108.

11. Tsvilin D.V., Stepanyuk V.S., Herggett W., Kirshner I. Effect of mesoscopic relaxations on diffusion of Co adatoms on Cu(111)//Phys. Rev. B. – 2003. – № 68.
12. Koh S.J., Ehrlich G. Self-Assembly of One-Dimensional Surface: Long-Range Interactions in the Growth of Ir and Pd on W(110)//Phys. Rev. Lett. – 2001. – № 87.
13. Chuikov B.A., Osovskii V.O., Ptushynskii Yu.G., Suetreyni V.G. Low-temperature studies of adsorption of gases on metals//Surf. Sci. – 1989. – Vol. 213. – P. 359.
14. Скрылева В.М. Металлопористые катоды. Состояние теории и эксперимента. – М.: ЦНИИ “Электроника”, 1976. – 94 с.
6. Trofimov V.I., Osadchenko V.A. Rost i morfologiya tonkih plenok. – М.: Energoatomizdat, 1993. – 272 с.
7. Kukushkin S.A., Osipov A.V.//UFN. – 1998. – Т. 168. – S.1083.
8. Dubrovskij V.G., Sibirev N.V., Cyrilin G.E., Ustinov V.M. Teoriya formirovaniya mnogoslojnyh tonkih plenok na poverhnosti tverdogo tela//FTP. – 2006. – Т. 40, № 3, – S. 257.
9. Dolgov A.S., Lorent A.L.//FIP. – 2011. – Т. 9, № 1. – S. 25-31.
10. Dolgov A.S., Stecenko N.V.//Poverhnost. – 2012. – № 1. – S. 108.
11. Tsvilin D.V., Stepanyuk V.S., Herggett W., Kirshner I. Effect of mesoscopic relaxations on diffusion of Co adatoms on Cu(111)//Phys. Rev. B. – 2003. – № 68.

LITERATURA

1. Gudman F., Vahman G. Dinamika rasseyaniya gaza poverhnostyu. – М.: Mir, 1980. – 424 s.
2. Fundamentalnye i prikladnye aspekty raspyleniya tverdyh tel/Pod red. E.S. Mashkovej. – М.: Mir, 1989. – 389 s.
3. Kudinov V.V., Bobrov G.V. Nanesenie pokrytij napyleniem. Teoriya, tehnologiya i oborudovanie. – М.: Metallurgiya, 1992. – 432s.
4. Bolshov L., Napartovich A., Naumovec A., Fedorus A. Submonoslojnye plenki na poverhnosti metallov//UFN. – 1977. – Т. 122. – S. 125.
5. Lewis B., Anderson I.C. Nucleation and Growth of Thin Films. – New York: Academic Press, 1978.
12. Koh S.J., Ehrlich G. Self-Assembly of One-Dimensional Surface: Long-Range Interactions in the Growth of Ir and Pd on W(110)//Phys. Rev. Lett. – 2001. – № 87.
13. Chuikov B.A., Osovskii V.O., Ptushynskii Yu.G., Suetreyni V.G. Low-temperature studies of adsorption of gases on metals//Surf. Sci. – 1989. – Vol. 213. – P. 359.
14. Skryleva V.M. Metalloporistye katody. Sostoyanie teorii i eksperimenta. – М.: CNII “Elektronika”, 1976. – 94 s.