

Самосогласованная кинетическая модель роста поверхностного монослоя при напылении пленок из молекулярных пучков / В.Г. Дубровский // Научное приборостроение. — 1991. — Т. 1. — № 2. — С. 75-87.

Предложена кинетическая теория зарождения и роста тонких кристаллических пленок, учитывающая слияние кластеров в сплошной монослой. Проведена стыковка квазихимической кинетики нуклеации на поверхности с неметрико-вероятностной моделью кристаллизации Колмогорова, позволяющая определять основные характеристики растущего монослоя по кинетике пересыщения на свободной части подложки. В режиме неполной конденсации получены аналитические выражения для концентрации поверхностных адатомов, средней заполненности подложки, интенсивности зародышеобразования, общего числа зародившихся кластеров и периметра фронта двухмерной кристаллизации. Найдены характерные времена стадии зарождения и начала формирования сплошного покрытия поверхности. Библ. — 12 назв. Ил. — 3.

28. Александров М.Л., Галль Л.Н., Краснов Н.В., Николаев В.И., Павленко В.А., Шкуров В.А. // ДАН. - 1984. - Т. 277. - С. 379-384.

29. Sundqvist B., Hedin H., Hakansson P., Kamensky I., Salehpour M., Sawe G. // Int. J. Mass Spectrom. Ion Processes. - 1985. - V. 65. - P. 69-76.

30. Boerboom A.J.H. // Mass Spectrom. of Large Molecules. Ed. by S.Facchetti. Elsevier Amsterdam. - 1985. - P. 53-60.

31. Boerboom A.J.H. // Mass Spectrom. of Large Molecules. Ed. by S.Facchetti. Elsevier Amsterdam. - 1985. - P. 35-45.

32. Iribarne J., Thomson B. Pat. USA N 4300044. - 1981.

33. Александров М.Л., Галль Л.Н., Краснов Н.В., Николаев В.И., Шкуров В.А. // ЖАХ. - 1984. - Т. 40. - С. 1160-1165.

Рукопись поступила 09.10.90

В.Г. Дубровский

(Институт аналитического приборостроения АН СССР,
Ленинград)

**САМОСОГЛАСОВАННАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
РОСТА ПОВЕРХНОСТНОГО МОНОСЛОЯ ПРИ НАПЫЛЕНИИ
ПЛЕНОК ИЗ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ**

Широкое использование тонких пленок в различных областях современной технологии делает необходимым изучение детальной кинетики их формирования. Как известно, образование эпитаксиальной пленки, напыляемой на поверхность из молекулярного газового пучка, происходит в результате конденсации поверхностных адатомов в двумерную кристаллическую фазу [1]. Начальная стадия зарождения и роста изолированных кластеров рассматривается обычно в терминах функции распределения частиц по размерам [2-5]. Взаимодействие растущих кластеров может проявляться вначале как перекоденсация, которая наблюдается в режимах с импульсным напылением и убывающими потоками и в этой работе рассматриваться не будет [6]. При непосредственном слиянии кластеров друг с другом изучение с помощью функции распределения по размерам становится затруднительным, поэтому здесь используют понятие средней заполненности поверхности. Определение кинетики заполненности необходимо и для нахождения основных геометрических характеристик объемной пленки, растущей по механизму послойного роста [7]. В работах [8, 9] для описания временной эволюции заполненности предложена самосогласованная модель Колмогорова (К-модель), использующая представление о диффузионной „питающей полосе“. Однако отсутствие рассмотрения кинетики зародышеобразования совместно с законом сохранения полного числа молекул не позволили опреде-

лить интенсивность нуклеации и скорость роста кластеров из реальной картины физических процессов на поверхности. Цель настоящей статьи состоит в построении полностью самосогласованной кинетики, применимой для описания процесса роста монослоя от стадии зародышеобразования вплоть до полного заполнения подложки адсорбтом.

Кинетическая модель образования эпитаксиальной пленки

Обычная схема образования эпитаксиальной пленки из однокомпонентного молекулярного пучка [2] представлена на рис. 1. Поверхность считается идеальной кристаллической решеткой площади S , термостатированной при температуре T (теорию нетрудно обобщить на случай, когда на подложке имеются пространственно-однородно-распределенные примеси или дефекты). Частицы одного сорта поступают на поверхность из газовой фазы с постоянной интенсивностью I . Адсорбированная частица (адатом) диффундирует по поверхности с коэффициентом диффузии D . За время жизни на поверхности t_a адатом либо десорбируется, либо захватывается уже существующими на поверхности кластерами. При невысоких температурах кластеры не диффундируют по подложке и не десорбируются. В процессе роста кластеры сливаются друг с другом и формируют заполненные участки первого слоя, на которых (вообще говоря, со своей кинетикой) образуются последующие слои. В рамках пирамидальной модели [8, 9] и модели послойного роста [7] предполагается, что формирование верхних слоев никак не сказывается на кинетике роста фундамента. Условие независимости латерального и нормального роста оправдывается во многих экспериментах [10] и поэтому в дальнейшем будет считаться выполненным.

Пусть $S_f(t)$ есть площадь поверхности, свободной от конденсата в момент времени t . Введем долю свободной части подложки $q(t)$ и плотность адатомов на свободной части $n_1(t)$:

$$q(t) = \frac{S_f(t)}{S}, \quad g(t) = 1 - q(t), \quad (1)$$

$$n_1(t) = \frac{N_1(t)}{S_f(t)} = \frac{N_1(t)}{Sq(t)}. \quad (2)$$

Здесь $N_1(t)$ есть полное число свободных адатомов на поверхности, $g(t)$ — заполненность поверхности первым слоем адсорбата. Наша цель состоит в определении зависимостей $q(t)$ и $n_1(t)$, справедливых при любых степенях заполнения. Как будет показано ниже, нахождение этих функций позволяет так-

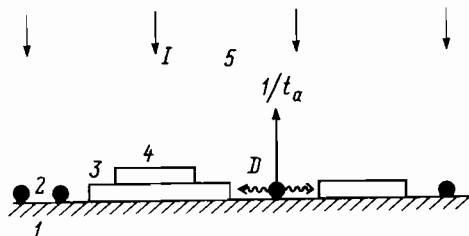


Рис. 1. Схема реакций, происходящих на поверхности: 1 — подложка; 2 — свободный адатом; 3 — первый слой пленки; 4 — второй слой, образованный на сформированном участке первого слоя; 5 — молекулярный пучок, доставляющий частицы на поверхность

же определить интенсивность зародышеобразования на поверхности, скорость роста кластеров, общее число зародившихся частиц конденсата и кинетику периметра фронта двумерной кристаллизации.

Образование зародышей на подложке возможно только при концентрациях адатомов, превосходящих некоторую критическую концентрацию n . Считая, что при $t = 0$ $n_1(0) > n$, $q(0) = 1$ и учитывая определения (1), (2), запишем закон сохранения полного числа адатомов первого слоя в виде

$$n_1(0) + \int_0^t dt' q(t') \left[I - \frac{n_1(t')}{t_a} \right] = n_1(t) q(t) + \sigma^{-1} g(t), \quad (3)$$

где σ — площадь, занимаемая одним адатомом в конденсате. Интегральный член в левой части (3) дает число молекул, поступающих на свободную часть подложки из газа, правая часть определяет число частиц в двумерном паре адатомов и конденсированной фазе. Дифференцируя (3) и считая $\sigma n_1(t) \ll 1$, получаем выражение

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = I - \frac{n_1(t)}{t_a} + \sigma^{-1} \frac{d \ln q(t)}{dt}. \quad (4)$$

Уравнение (4) содержит две неизвестные функции $q(t)$ и $n_1(t)$. Таким образом, проблема состоит в нахождении функциональной зависимости $q(n_1)$, позволяющей свести задачу к решению замкнутого уравнения для $n_1(t)$.

В случае, когда растущие кластеры имеют одинаковую форму и ориентацию и при слиянии не коалесцируют, справедливы следующие формулы К-модели [8]:

$$q(t) = \exp(-f(t)), \quad (5)$$

$$f(t) = c \int_0^t dt' J(t') R^2(t', t), \quad (6)$$

$$R(t', t) = \int_{t'}^t dt'' v(t''). \quad (7)$$

Здесь $J(t)$ — интенсивность зарождения кластеров на свободной части поверхности; $v(t)$ — скорость роста изолированного кластера, зависящая только от времени; $R(t', t)$ — текущий радиус кластера, родившегося в момент времени t' ; c — константа формы.

Из (5)–(7) следуют соотношения:

$$v^{-1}(t) \frac{df(t)}{dt} = 2c \int_0^t dt' J(t') R(t', t) \equiv p(t), \quad (8)$$

$$(2cv(t))^{-1} \frac{dp(t)}{dt} = \int_0^t dt' J(t') \equiv N(t). \quad (9)$$

Очевидно, $N(t)$ есть число кластеров, зародившихся к моменту времени t на единице площади поверхности. Функция $p(t)$ определяет периметр кристаллита, приходящийся на единицу площади свободной части, так что

$$P(t) = p(t) q(t) \quad (10)$$

есть периметр фронта двухмерной кристаллизации.

Функции $J(t)$ и $v(t)$, определяющие кинетику роста монослоя, являются внешними функциями К-модели и в ее рамках никак не определяются.

Определение интенсивности зарождения и скорости роста кластеров

Согласно общей теории фазовых переходов первого рода [11], интенсивность зародышеобразования дается выражением

$$J(s) = \frac{(1+s) n W_i^+}{\pi^{1/2} \Delta j} \exp(-F(s)). \quad (11)$$

Здесь $s = \frac{n_1}{n} - 1$ — пересыщение пара адатомов; W_i^+ — частота поступления адатомов в кластер из i молекул; j — число частиц в критическом кластере; $F(s) \equiv F_j(s)$ — работа образования критического кластера в единицах kT , $\Delta j =$

$= (2/|F''(j)|)^{1/2}$ — полуширина работы образования возле точки j . Формула (11) справедлива при выполнении неравенства $\exp(F(s)) \gg 1$, обеспечивающего иерархию времен установления стационарного тока кластеров через критическую область $j - \Delta j \lesssim i \lesssim j + \Delta j$ и стадии зарождения.

Константа скорости двумерной конденсации W_i в классической теории [2] определяется как произведение числа адатомов, способных достигнуть границы кластера за один диффузионный прыжок на вероятность такого прыжка за единицу времени

$$W_i^* = \frac{an_1 p_i}{v t_d} = 2Dn_1 j^{1/2}. \quad (12)$$

Здесь $p_i = 2\pi r i^{1/2}$ — периметр границы кластера размера i ; $r = \left(\frac{\sigma}{c}\right)^{1/2}$ — межчастичное расстояние в конденсате; $D = \frac{cra}{vt} \sim \frac{a^2}{t_d}$ — коэффициент диффузии; a — длина диффузионного прыжка; t_d — среднее время между двумя последовательными прыжками; v — число ближайших соседей в решетке. Подстановка (12) в (11) приводит к выражению

$$J(s) = 2Dn^2 \frac{(1+s)j^{1/2}(s)}{\pi^{1/2}\Delta j(s)} \exp(-F(s)). \quad (13)$$

В случае послойного роста капиллярная теория Фольмера-Вебера [2] дает следующий результат для работы образования:

$$F_i = \frac{\varepsilon}{kT} p_i - \ln \left[\frac{n_1}{n_\infty} \right] i + \frac{\sigma \Delta \gamma}{kT} i, \quad (14)$$

где ε — межфазовая энергия на единицу длины границы кластера; n_∞ — равновесная плотность адатомов; $\Delta \gamma \equiv \gamma_{sc} + \gamma_{cg} - \gamma_{sg}$ — разность удельных энергий поверхностей раздела подложка — конденсат, конденсат — газ и подложка — газ. Для послойного роста $\Delta \gamma \leq 0$, причем равенство достигается в случае осаждения на собственную подложку. Полагая, как и в [3], $n = n_\infty \exp(\sigma \Delta \gamma / kT)$, выражение (14) можно привести к виду

$$F_i = 2 (Ai)^{1/2} - \ln(1+s)i, \quad (15)$$

где $A = \left[c \frac{\varepsilon}{kT} \right]^2 \gg 1$.

Из (15) легко определить величины j , F_j и Δj :

$$j(s) = \frac{A}{\ln^2(1+s)}, \quad F(s) = \frac{A}{\ln(1+s)},$$

$$\Delta j(s) = \frac{2A^{1/2}}{\ln^{3/2}(1+s)}. \quad (16)$$

Для нахождения скорости роста окружим весь двухмерный конденсат полосой ширины a , из которой адатомы за один прыжок могут достигнуть фронта кристаллизации (рис. 2). Для скорости изменения заполненности за счет процессов поглощения и испарения адатомов имеем выражение:

$$-\frac{dq(t)}{dt} = \sigma \frac{a}{vt_d} (n_1(t) - n) P(t), \quad (17)$$

где $P(t)$ — периметр фронта кристаллизации. В (17) учтено, что для больших кристаллитов скорость испарения равна скорости конденсации в равновесии. Пользуясь выражениями (5), (8) и (10), находим из (17) скорость роста:

$$v(t) = rDns(t). \quad (18)$$

В приведенном способе определения $v(t)$ питающая полоса [8] сужается до ширины a , что позволяет устранить многократное перекрытие диффузионных зон захвата на финальной стадии роста.

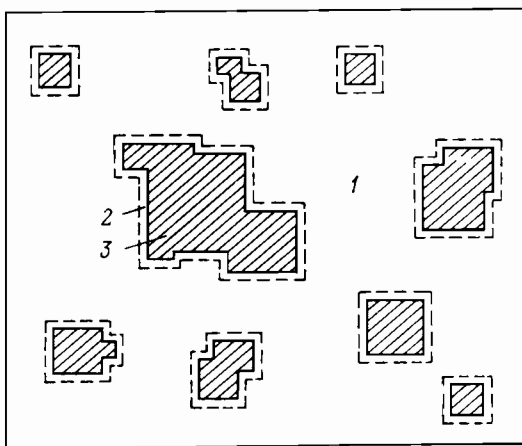


Рис. 2. К нахождению скорости роста двухмерного конденсата:
 1 — свободная часть поверхности; 2 — полоса ширины a ;
 3 — заполненная часть поверхности

Самосогласованное уравнение для пересыщения

Рассмотрение кинетики зародышеобразования на свободной части подложки совместно с использованием К-модели для описания процесса слияния кластеров в монослой позволяет найти искомую функциональную зависимость $q(n_1)$. Подставляя (13), (18) в формулы (4)–(9), получаем выражения:

$$(\sigma n)^{-1} f(x) = s(0) - s(x) + \int_0^x dx' (s_0 - s(x')), \quad (19)$$

$$p(x) = \frac{cr}{Dt_a} \left[\frac{s_0}{s(x)} - 1 - \frac{s'(x)}{s(x)} \right], \quad (20)$$

$$N(x) = (2D^2 t_a^2 n)^{-1} \frac{f'(x)}{s(x)}. \quad (21)$$

Здесь $s_0 = \frac{It_a}{n} - 1$ есть максимальное пересыщение, которое достигалось бы на поверхности в отсутствие зародышеобразования, $x = t/t_a$ — безразмерное время. Формулы (19)–(21) определяют основные характеристики формирующегося слоя по кинетике пересыщения на свободной части поверхности. Закон сохранения (4) с помощью выражений (13), (18) можно представить в виде нелинейного интегродифференциального уравнения для пересыщения

$$s'(x) = s_0 - s(x) \left[1 + 4\alpha^3 \int_0^x dx' \phi(s(x')) \int_{x'}^x dx'' s(x'') \right], \quad (22)$$

$$s|_{x=0} = s(0),$$

$$\phi(s) = \frac{(1+s)^2 j^{1/2}(s)}{\pi^{1/2} \Delta_j(s)} \exp(-F(s)). \quad (23)$$

Дифференцирование (22) приводит к уравнению

$$-\frac{s_0 s'(x)}{s^3(x)} + \frac{(s'(x))^2}{s^3(x)} - \frac{s''(x)}{s^2(x)} = 4\alpha^3 \int_0^x dx' \phi(s(x')), \quad (24)$$

$$s|_{x=0} = s(0), \quad s'|_{x=0} = s_0 - s(0).$$

Параметр $\alpha = Dt_a n = \lambda^2 n$ (λ — диффузионная длина адатома) имеет смысл отношения площади, заметаемой адатомом при диффузионном движении по подложке за время жизни на ней t_a к средней площади, приходящейся на один адатом в равновесии.

Отметим, что уравнение (22), полученное здесь с учетом изменения степени заполненности поверхности и непосредственного слияния кластеров, совпадает с уравнением для пересыщения на начальной стадии в отсутствие указанных эффектов [4, 5]. Этот факт можно объяснить следующим образом. Функция $f(x)$ дает эффективную заполненность без учета слияния частиц, т.е. если все сросшиеся кластеры раздвинуть. При $f(x) \ll 1$ она совпадает с истинной заполненностью, поэтому вся кинетика начальной стадии получается из предлагаемой теории разложением экспоненты (5) в ряд до первой степени $f(x)$. На этапе слияния кластеров в сплошные участки монослоя $f(x)$ уже не совпадает с истинной заполненностью, однако рассмотрение кинетики пересыщения на свободной части подложки совместно с геометрико-вероятностными представлениями К-модели опять приводит к уравнению (22). На начальной стадии роста решение (22) позволяет найти и функцию распределения зародышей по размерам [3-5].

Качественное исследование уравнений (22)–(24) приводит к следующим выводам. При малых x $s(x) = (s_0 - s(0))x$, затем рост пересыщения замедляется и в некоторый момент x_0 $s(x)$ имеет максимум. При больших x $\phi(x) \rightarrow 0$, поэтому $s(x) \sim x^{-1/2}$. В точке максимума второе слагаемое в квадратных скобках (22) по порядку величины равно $\alpha^3 \exp(-F(s(x_0)))$. Тот же порядок имеет и величина $|s'(x_0)| / s^2(x_0)$ (формула (24)). Значение параметра $\alpha^3 \exp(-F(s(x_0)))$ определяет положение точки максимума пересыщения и выделяет известные экспериментальные режимы неполной и полной конденсации [12]. При $\alpha^3 \exp(-F(s(x_0))) \ll 1$ (неполная конденсация) максимум пересыщения устанавливается за счет баланса реакций адсорбции — десорбции, затем оно медленно спадает в процессе зародышеобразования. Лишь незначительная часть молекул, поступающих на поверхность из газа, попадает в состав конденсата. При $\alpha^3 \exp(-F(s(x_0))) \gg 1$ (неполная конденсация) максимум пересыщения устанавливается за счет зародышеобразования и спадает очень быстро. Практически все приходящие на поверхность молекулы поступают в состав конденсата. Качественная зависимость $s(x)$ в режимах неполной и полной конденсации представлена на рис. 3, $x_* \gg 1$ — время установления пересыщения в отсутствие зародышеобразования, x_1 — длительность стадии зарождения.

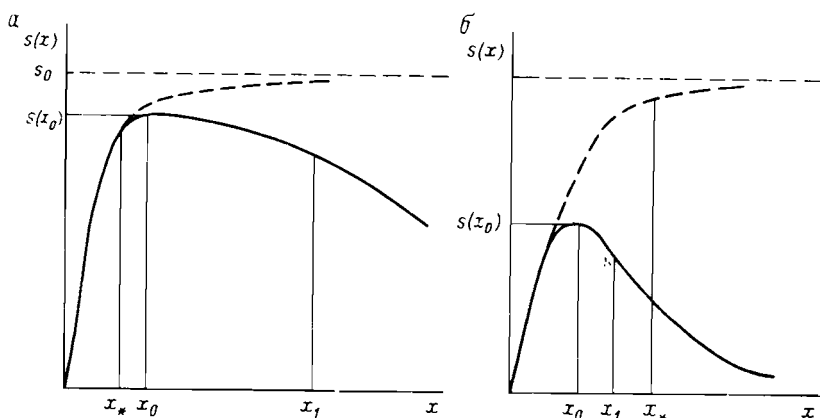


Рис. 3. Зависимость пересыщения от времени: а — режим неполной конденсации $x_* \ll x_1$; б — режим полной конденсации $x_* > x_1$

Аналитические решения в режиме неполной конденсации

В этом пункте для решения уравнения (24) будут использоваться методы, развитые в работах [4, 5, 11] при изучении начальной стадии. При $\alpha^3 \exp(-F(s(x_0))) \ll 1$ из (22) следует, что в точке максимума $s(x_0) \approx s_0$, а число зародившихся кластеров практически равно нулю. Последние два слагаемых в левой части (24) вблизи точки максимума малы. Они исчезающе малы и при больших x , поскольку $\frac{s''(x)}{s^2(x)} \sim \frac{(s'(x))^2}{s^3(x)} \sim x^{-3/2} \rightarrow 0$, тогда как первое слагаемое в левой части и правая часть (24) обращаются в константу. Будем отсчитывать время с момента достижения максимума пересыщения и введем новую функцию $u(x)$ согласно определению

$$u(x) = \frac{s_0^2}{s^2(x)} - 1. \tag{25}$$

Очевидно, $u(0) = u'(0) = 0$, $u'(x) = -\frac{2x_0^2 s'(x)}{s^3(x)}$. Малость второго и третьего слагаемого в левой части (24) позволяет вместо (19)–(21) написать

$$(\sigma n)^{-1} f(x) = s_0 \left[x - \int_0^x \frac{dx'}{(1 + u(x'))^{1/2}} \right], \quad (26)$$

$$P(x) = \frac{cR}{Dt_a} [(1 + u(x))^{1/2} - 1], \quad (27)$$

$$N(x) = \frac{n}{4s_0\alpha^2} u'(x). \quad (28)$$

Активационный барьер зародышеобразования вблизи $x = 0$ может быть представлен в виде

$$F(s(x)) = F(s_0) + \Gamma u(x), \quad \Gamma = \left. \frac{\partial F}{\partial u} \right|_{u=0}.$$

При $F(s)$ в формуле (16) $\Gamma = \frac{j(s_0)s_0}{2(s_0 + 1)} \approx \frac{j(s_0)}{2} \gg 1$.

Пользуясь резкой экспоненциальной зависимостью интенсивности зарождения от активационного барьера и пренебрегая зависимостью $s(x)$ в предэкспоненте (23), запишем $\phi(s(x))$ в виде

$$\phi(s(x)) = \phi(s_0) \exp(-\Gamma u(x)). \quad (29)$$

Это представление справедливо во всей области зарождения $\Gamma u(x) \lesssim 1$, а на больших временах интеграл в (24) слабо зависит от верхнего предела. Подстановка (25), (29) в (24) приводит к уравнению

$$\frac{du(x)}{dx} = 8\alpha^3 s_0 \phi(s_0) \int_0^x dx' \exp(-\Gamma u(x')), \quad u(0) = 0.$$

Это уравнение решается точно [5]:

$$u(x) = \frac{2}{\Gamma} \ln \operatorname{ch} \left[\frac{x}{x_1} \right], \quad x_1 = (4\Gamma s_0 \alpha^3 \phi(s_0))^{-1/2}. \quad (30)$$

Отсюда по формулам (25)–(29) находится вся кинетика образования и роста монослоя

$$s(x) = s_0 \left[1 + \frac{2}{\Gamma_1} \ln \operatorname{ch} \left[\frac{x}{x_1} \right] \right]^{-1/2},$$

$$J(x) = 2Dn^2\phi(s_0) \operatorname{ch}^{-2}\left[\frac{x}{x_1}\right], \quad (31)$$

$$p(x) = \frac{cr}{Dt_a} \left[\left[1 + \frac{2}{\Gamma} \ln \operatorname{ch}\left[\frac{x}{x_1}\right] \right]^{-1/2} - 1 \right], \quad (32)$$

$$N(x) = \frac{n}{2s_0\alpha^2\Gamma x_1} \operatorname{th}\left[\frac{x}{x_1}\right], \quad (33)$$

$$f(x) = (It_a - n) \sigma \left[x - \int_0^x \frac{dx'}{\left[1 + \frac{2}{\Gamma} \ln \operatorname{ch}\left[\frac{x'}{x_1}\right] \right]^{1/2}} \right].$$

Из (31) следует, что параметр x_1 определяет длительность стадии зарождения. Согласно (30) по порядку величины

$x_1 \sim \alpha^{-3/2} \exp\left[\frac{F(s_0)}{2}\right] \gg 1$. Это неравенство как раз и обеспечивает иерархию времен установления максимума пересыщения и стадии зарождения в режиме неполной конденсации. При $x \gtrsim 2x_1$ пересыщение меняется еще относительно мало, а зарождение практически полностью прекращается ($J(x) \approx 0$). Общее число зародившихся кластеров достигает значения

$$\frac{n}{2s_0\alpha^2\Gamma x_1} \sim n \exp\left[-\frac{F(s_0)}{2}\right].$$

Из выражений (7)–(10) для производной периметра фронта кристаллизации по времени имеем

$$P'(x) \approx 2cN(x) - p^2(x). \quad (34)$$

Рост периметра конденсата в процессе слияния кластеров друг с другом замедляется. Поэтому характерное время начала взаимодействия кластеров естественно определить как точку максимума функции $P(x)$: $P'(x_2) = 0$. Используя в (34) формулы (32), (33) и полагая $x > 2x_1$, находим корень x_2 аналитически:

$$x^2 = \frac{\Gamma x_1}{2} \left\{ \left[\left[\frac{2}{\Gamma x_1 I t_a \sigma} \right]^{1/2} + 1 \right]^2 - 1 \right\}.$$

При $(It_a\sigma)^{-1} \gg \frac{\Gamma x_1}{2}$ $x_2 = (It_a\sigma)^{-1} \gg x_1$. В этом случае процессы зарождения и слияния кластеров сильно разнесены во времени, причем время x_2 зависит только от интенсивности

поступления молекул на поверхность из газа. После прекращения зародышеобразования система проходит через стадию роста изолированных кластеров. При $(I t_a \sigma)^{-1} \ll \frac{\Gamma x_1}{2}$ величина

$x_2 = \left[\frac{2\Gamma x_1}{I t_a \sigma} \right]^{1/2}$ может быть сравнимой с x_1 . Тогда четкого

разделения стадий зарождения и слияния кластеров нет, и формирование сплошных участков монослоя может происходить непосредственно после прекращения образования зародышей на поверхности.

Таким образом, проведенное исследование позволяет аналитически описывать весь процесс образования монослоя, начиная от стадии зарождения и кончая формированием сплошного мономолекулярного покрытия.

Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации процесса напыления с целью получения пленок с заданными геометрическими характеристиками в методах молекулярно-пучковой эпитаксии и вакуумного напыления. Это необходимо для создания оптоэлектронных устройств, оптических зеркал и приборов, работающих на квантовых размерных эффектах. Аналитическая аппроксимация для периметра границы кристаллита позволяет регулировать процесс электрокристаллизации, где величина тока прямо пропорциональна $P(x)$. Отметим, что кинетика заполненности каждого последующего слоя на сформированных участках предыдущего полностью определяет важнейшие параметры рельефа получаемой пленки. К ним прежде всего относятся следующие важные в оптике [9] и микроэлектронике [2] величины: средняя толщина пленки, шероховатость рельефа и автокорреляционная функция шероховатостей. Построенная в работе модель формирования адсорбционного слоя может использоваться при нахождении этих величин. Данное исследование будет проведено в следующем сообщении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джейкок М., Парфит Д. Химия поверхностей раздела фаз. — М.: Мир, 1984. — 269 с.
2. Reichelt K. // Vacuum. — 1988. — V. 39. N 12. — P. 1083-1099.
3. Осипов А.В. / Кинетика конденсации тонких металлических пленок // Металлофизика. — 1989. — Т. 11, № 1. — С. 3-8.
4. Осипов А.В. / Кинетика зарождения покрытий в условиях полной конденсации // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1990. — Т. 31. — Вып. 2. — С. 92-98.
5. Осипов А.В. / Кинетика конденсации покрытий, получаемых при импульсном осаждении на подложку // ФИХОМ. — 1990. — Т. 12, № 2. — С. 80-84.

6. Лифшиц И.М., Слезов В.В. / О кинетике диффузионного распада пересыщенных твердых растворов // ЖЭТФ. — 1958. — Т. 35. — Вып. 2. — С. 479-492.
7. Kashchiev D. // J. Cryst. Growth. — 1977. — V. 40, N 3. — P. 29-46.
8. Беленький В.З. Геометрико-вероятностные модели кристаллизации. Феноменологический подход. — М.: Наука, 1980. — 88 с.
9. Трофимов В.И., Беленький В.З., Осадченко В.А. / Кинетика вакуумной конденсации по механизму независимого латерального и нормального роста // Поверхность. — 1985. — Т. 27, № 8. — С. 60-68.
10. Maruyama M., Shichiri T. // Jap. J. Appl. Phys. 1. — 1988. — V. 27, N 12. — P. 2205-2208.
11. Kuni F.M. The kinetics of condensation under the dynamical conditions. Препринт № 84 — 178 Е. Киев: ИТФ АН УССР, 1984. — 65 с.
12. Venables J., Price G. // Epitaxial Growth. — 1975. New York: Acad. Press. — 381 p.

Рукопись поступила 11.10.90