

Блистеринг на тонкой пленке и в слоистой среде

А. Л. Бондарева, Г. И. Змиевская, А. В. Иванов

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

Радиационные повреждения в многослойных зеркалах, планируемых для литографии нового поколения, так же, как и деградация материалов термоядерных реакторов, могут быть связаны с образованием вакансионно-газовых дефектов (блистеров) в кристаллической решетке. Разработка численной модели гетерогенного фазового перехода, рассматриваемого как процесс кластеризации зародышей в "открытой" плазмоподобной среде, включает в себя использование метода стохастического аналога решения квазилинейных уравнений математической физики устойчивыми методами и открывает новые возможности в оценке рабочих качеств оптической системы, анализа механизмов фазового перехода 1-го рода на его неравновесной стадии и формирования шероховатости на границах слоев конструкционных материалов.

PACS: 63.22.Np; 66.30-Pa

Ключевые слова: радиационные повреждения, многослойные зеркала, квазилинейные уравнения, конструкционные материалы.

Введение

В работе рассматриваются быстропротекающие неравновесные физико-химические процессы форми-

рования вакансионно-газовых зародышей и их кластеров в кристаллической решетке металлов и диэлектриков, находящихся под действием радиационных потоков.

Литография нового поколения для бесконтактной печати микросхем ориентирована на длину волны 13,5 нм, которая была выбрана исходя из свойств многослойных зеркал систем сбора излучения EUV-диапазона. Она должна состоять из большого числа отражающих поверхностей, при этом, что излучающая область не должна превышать 1 мм^3 , а рабочая частота источника — около 10 кГц и стабильность дозы излучения $3\sigma < 0,3\%$ (за 50 вспышек) [1]. Выбор конструкции источника излучения определит времена жизни электродов и элементов оптики (высокоотражающих рентгеновских зеркал на основе слоев Mo/Si с толщиной металла $d = 2,8$ нм и для пористого кремния $d = 3,95\text{—}3,4$ нм).

В развитие этих устройств (например, для достижения диапазона экспонирующего излучения источника 0,4—5,0 нм) или достижения высокого разрешения и производительности зеркал в настоящее время ставится вопрос об оптимальном отношении толщин слоев и оценке высоты межплоскостных неровностей.

Изучение физики дефектообразования в слоистой среде направлено на то, чтобы не снижались градиент диэлектрической проницаемости на границах раздела слоев и коэффициент отражения. Появляются данные о нанесении "барьерного" слоя карбида бора между слоями Mo/Si для предотвращения химических реакций в материалах зеркал. В связи с этим возникает задача оценки напряжений на границах этих слоев зеркал и их зависимости от толщины вспомогательного слоя.

Для численного моделирования процессов, формирующих рельеф поверхности зеркала (шероховатости) (между слоями возникает неидеально гладкая граница, структура которой, возможно, аналогична рельефу поверхности и прочностным свойствам материалов в результате радиационных повреждений) были выбраны кинетические уравнения математической физики в частных производных (типа Фоккера—Планка—Колмогорова), которые, с одной стороны, позволяют рассмотреть модели формирования зародышей повреждений исходя из "первых принципов", т. е. из рассмотрения кинетики процессов образования дефектов в материалах [2], а с другой — такая модель может быть включена в кинетические коды сильнонеравновесной плазмы, действующей на поверхность.

Создание объектно-ориентированной численной модели плазмы (первой в мире) школой Ю. С. Сигова [3, 4] сделало возможным создание 3D3V релятивистского кода воздействия фемтосекундного импульса на вещество [5] и 3D3V [6] кинетического кода пылевой плазмы, представляющей также плазмоподобную среду.

С точки зрения моделирования такие среды являются системами с большим числом степеней свободы, частицы связаны дальнедействующим взаимодействием, находятся под воздействием внешних возмущающих потоков частиц и излучения, т. е. в состоянии, отличном от равновесного, пространственно-временные масштабы которого отвечают уровню описания, когда требуются моделирование многокомпонентных систем и анализ их состояния с помощью кинетических функций распределения (ФР) в многомерных фазовых пространствах, а макроскопические характеристики среды могут быть получены как моменты ФР [2, 7—10].

Такой подход может быть полезен, если важно найти причины неустойчивости в системе или при импульсном воздействии на среду, когда нелинейный отклик на него может заметно исказить планируемое поведение системы.

Радиационно-стимулируемое образование дефектов (на стадии формирования зародышей) нельзя считать процессом, механизмы которого хорошо известны и общеприняты, а развитие термоядерной энергетики и нанотехнологий подчеркивают актуальность численного моделирования.

В настоящей работе представлены результаты расчета дефектов в слое типа тонкой пленки металла на субстрате в строгой постановке [2, 9, 10], когда процесс аморфизации материала представлен броуновским движением дефекта с переменной массой и учетом косвенного упругого взаимодействия дефектов через факторы кристаллической решетки (через возмущение акустических фононов и фриделевских осцилляций электронов металла, возмущаемых дефектами). В рамках такой постановки оценивается степень аморфизации в результате блистеринга, напряжения в пределах слоя при развитии блистеринга, а также шероховатость на плоскости границы слоя, возникающую в результате выхода блистера на эту границу и возникновения кратера после разрушения монослоя решетки, приподнятой блистером при его движении. Авторы приводят также предварительные расчеты диффузии дефектов в слоистых средах рентгеновского зеркала, в которых броуновское движение рассматривается приближенно, с постоянным коэффициентом диффузии, без учета влияния факторов решетки, т. е. без дальнедействующего взаимодействия дефектов, которое использует кинетическую модель флуктуационно-неустойчивого образования кластеров зародышей гелия и достаточно упрощенную модель перемещения дефектов в двух слоях металла и слое пористого кремния между ними при заданном коэффициенте ослабления потока дефектов.

Для решения второй задачи (блистеринг в слоистой среде) была создана методика цветовой визуализации процессов образования дефектов в фазовом переходе первого рода в кристаллической решетке, ведущем к аморфизации зеркал и возможности рассмотрения механизмов блистеринга, вакансионного распухания и других процессов, для которых не существует законченного сценария, а нелинейный характер процессов требует экспериментальных исследований и совершенствования вычислительных экспериментов [11].

При численном исследовании блистеринга [12] гелия в никеле были обнаружены нелинейная зависимость среднего размера дефекта от температуры образца, слои пористости, перпендикулярные падающему потоку, и зависимость этой характеристики от дозы радиационного воздействия и температуры, изменение напряжений по мере накопления дефектов в объеме. Оценки шероховатости поверхности, граничащей с потоком ионов, за счет образования кратеров в результате отрыва от поверхностного слоя "крышек" блистеров и образования "холмов" от блистеров только "приподнявших" монослой кристаллической решетки металла возникли в связи со становящимися доступными результатами наблюдений поверхностей, находящихся под воздействием плазменных потоков в материалах термоядерных реакторов (ТЯР).

В работе на примере расчета неравновесной эволюции ФР-дефектов по размерам в тонком слое металлического зеркала для рентгеновской литографии представлена модель зарождения и миграции зародышей дефектов, разрушающих материал механизмом образования пор, заполненных гелием в объеме слабоанизотропной кристаллической решетки металла, когда на верхней границе поддерживается поток вакансий и атомов газа, а на нижней — моделируются условия стока, отражения или рождения дефектов. Стохастическое моделирование флуктуационной стадии фазового перехода может быть полезно при сравнении различных материалов и факторов деградации зеркал при совершенствовании источника излучения в литографии.

Кинетические и стохастические уравнения

Для моделирования блистеринга применяется следующая модель: блистеры полагаются броуновскими частицами (БЧ) сферической формы, масса которых изменяется согласно (1). Причем координата центра масс БЧ изменяется под действием суммарного потенциала, действующего на блистер со стороны других БЧ, облучаемой и необлучаемой поверхностей и дефектов кристаллической решетки типа дислокаций и границ зерен.

Данное взаимодействие является косвенным взаимодействием через акустические фононы решетки и фриделевские осцилляции электронной плотности. Различные характерные времена образования зародыша блистера (10^{-9} с) и броуновского движения (10^{-8} с) позволили расщепить задачу по физическим процессам и представить каждое кинетическое уравнение его стохастическим аналогом.

Кинетические уравнения Колмогорова—Феллера для флуктуационного зародышеобразования и Эйнштейна—Смолуховского для броуновского движения являются интегродифференциальными уравнениями в частных производных.

- Уравнение Колмогорова—Феллера для эволюции размера блистера

$$\frac{\partial f_r(g,t)}{\partial t} = \frac{\partial \left[D_g(g,t) \frac{\partial f_r(g,t)}{\partial g} \right]}{\partial g} + \frac{1}{kT} \frac{\partial \left[D_g(g,t) f_r(g,t) \frac{\partial \{ \Delta \Phi(g, \vec{r}, t) \}}{\partial g} \right]}{\partial g} + S_\alpha - Q; \tag{1}$$

$$f_r(g, 0) = f_{0g}; \quad \left. \frac{df_r(g,t)}{dg} \right|_{g=2} = 0; \quad f_r(g,t)|_{g<2} = 0.$$

- Уравнение Эйнштейна—Смолуховского с массой M_g , полученной из уравнения (1),

$$\frac{\partial f_g(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial \left[D_r(\vec{r}, t) \frac{\partial f_g(\vec{r}, t)}{\partial r} \right]}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial \left[\frac{\vec{F}(\vec{r}, t)}{M_g \gamma} f_g(\vec{r}, t) \right]}{\partial \vec{r}};$$

$$f_g(\vec{r}, t)|_{t=0} = f_{0r}; \quad f_g(\vec{r}, t)|_{z=z_{\max}} = 0;$$

$$f_g(\vec{r}, t)|_{z < z_2(g)} = 0;$$

$$f_g(\vec{r}, t)|_{x=x_{\text{left}}} = f_g(\vec{r}, t)|_{x=x_{\text{right}}};$$

$$f_g(\vec{r}, t)|_{y=y_{\text{left}}} = f_g(\vec{r}, t)|_{y=y_{\text{right}}},$$

где $S_\alpha(f_\alpha)$ — функция источника;
 $f_r(g,t)$ — ФР зародышей по размерам;
 g — размер блистера в единичных несжимаемых объемах атомов гелия $V_1 = 4\pi/3 r_w^3$ (r_w — радиус Вайскопфа);
 $D_g = D_{g0} g^{2/3}$ — коэффициент диффузии в пространстве размеров $g \in \{G\}$;
 $\Delta \Phi(g, \vec{r}, t)$ — термодинамический потенциал образования зародыша;
 M_g — масса зародыша;
 $f_g(\vec{r}, t)$ — ФР зародышей по координатам кристаллической решетки;

\vec{r} — радиус-вектор кластера в ортогональной системе координат: $x_{left} = -200$, $x_{right} = 200$, $y_{left} = -200$, $y_{right} = 200$, $z_{top} = 0$, $z_{bottom} = 200$ с периодическими граничными условиями по осям x и y : $f(g, x_{left}, y, z) = f(g, x_{right}, y, z)$; $f(g, x, y_{left}, z) = f(g, x, y_{right}, z)$;

$$F_x = -\frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x}, \quad U(x, y, z) — потенциал уп-$$

ругого взаимодействия дефектов между собой, с границами и дефектами решеток типа дислокаций, границ зерен и пор для пористой среды.

Потенциал дальнедействующий, знакопеременный, реализуется через возмущение акустических фононов решетки. Такое взаимодействие является косвенным, его зависимость от взаимного расположения центров масс-дефектов выводится в предположении слабой анизотропии решетки, в которой происходит кластеризация дефектов.

Другой пример такого взаимодействия приведен в моделях кластеризации дефектов легкой примеси (водорода), в металле, где косвенное взаимодействие осуществляется через фриделевские осцилляции электронной плотности, которое в случае сферической поверхности Ферми зависит от фермиевского импульса электронов, плотности их состояний на поверхности Ферми и др. [2, 8—12]. Граничные условия для потенциала по x и y периодические: $U(x_{left}, y, z) = U(x_{right}, y, z)$, $U(x, y_{left}, z) = U(x, y_{right}, z)$.

$D_g(g, t)$ и $\Delta\Phi(g, \vec{r}, t)$ являются функционал-коэффициентами уравнений (1) и (2).

Ось z направлена вглубь образца. На верхней и нижней границах образца ($z_{top} = 0$ или $z_{bottom} = 200$) рассматривается граничное условие 1-го рода: $C_{bl} = 0$, здесь C_{bl} — концентрация блистеров. Это соответствует $f(g, x, y, z_{top}) = f(g, x, y, z_{bottom}) = 0$. Численно это реализовано следующим образом: при выходе за верхнюю границу более $2/3$ радиуса блистера моделируется его гибель, при выходе более радиуса блистера за нижнюю границу также моделируется его гибель. При этом радиус образовавшегося кратера равен радиусу блистера. Граничные и начальные условия описаны в [11].

В уравнении (1) термодинамический потенциал (функционал-коэффициент уравнения) зависит от распределения дефектов по размерам $f(g, x, y, z, t)$. Приведем его значение для g ($2 < g < g_{\rightarrow\infty}$):

$$\Delta\Phi(g, \vec{r}, t) = -(a_\Phi - cg^{1/3})g + bg^{2/3} + \Delta\Phi_r - \Delta\Phi_{break};$$

$$\Delta\Phi_{break} \neq 0, \text{ если } \Delta\Phi(g, \vec{r}, t) > \Delta_{break},$$

где $a_\Phi = \eta_a(\chi_\beta - \chi_\alpha)$, $(\chi_\beta - \chi_\alpha)$ — разность химических потенциалов фаз;

η_a — фактор формы, равный $\frac{2\pi}{3V_{He}}$ для блистеринга (здесь и далее V_{He} — объем атома гелия);

$$b = b_0(1 - 1/3 \cdot \bar{g}^{-1/3}); \quad b_0 = (36\pi)^{1/3} V_{He}^{2/3} \sigma_{bl};$$

σ_{bl} — поверхностное натяжение на границе “Не в пузырьке — решетка”;

c — эластичная реакция решетки на образование зародыша [13].

При росте дефекта происходят деформации решетки, этот процесс может быть описан различными моделями (например, накоплением деформаций и проч.). Будем предполагать, что все связи при росте блистера рвутся одновременно, т. е.

$$\Delta\Phi_{break} = N_b \Delta_{break},$$

где Δ_{break} — энергия разрыва одной связи;

N_b — число связей у одного узла решетки.

$$\Delta\Phi_r = \Psi_r(k_x \cos(2\pi(x - \varphi_x)) + k_y \cos(2\pi(y - \varphi_y)) + k_z \cos(2\pi(x - \varphi_z))),$$

где Ψ — модельный параметр $\Psi(\vec{r}, g) \approx \frac{1}{\sqrt{g}}$.

Если блистер находится на расстоянии порядка параметра решетки от дислокации или границы зерна, то $\Psi(\vec{r}, g)$ резко уменьшается (на порядки).

Все коэффициенты для каждого материала рассчитываются отдельно.

Потенциал взаимодействия блистеров друг с другом, с облучаемой поверхностью и дефектами решетки учитывается в (2) как сумма

$$U(\vec{r}) = U_{ij}(\vec{r}) + U_{surf}(\vec{r}) + U_{ph}(\vec{r}) + U_{i\hat{i}\hat{o}}(\vec{r});$$

$U_{ij}(\vec{r})$ соответствует взаимодействию блистеров друг с другом, $U_{surf}(\vec{r})$ — взаимодействию блистера со всеми поверхностями слоистой структуры, включая облучаемую поверхность, $U_{ph}(\vec{r})$ — с дефектами решетки типа дислокаций, границ зерен, $U_{i\hat{i}\hat{o}}(\vec{r})$ — потенциал взаимодействия блистер-пора для пористой среды.

Применяемые потенциалы описаны в работе [11].

Условие на слияние блистеров друг с другом выглядит следующим образом:

$$|\vec{r}_i - \vec{r}_j| = \frac{r}{a}(g_i^{1/3} + g_j^{1/3}) + \Delta_f.$$

Слияние происходит, если $\Delta_f \leq 0,5$ (в параметрах решетки материала, внутри которого находятся блистеры или если они по разные стороны от границы раздела металл—неметалл, берется наименьший параметр решетки).

Кинетические уравнения решаются с помощью метода стохастического аналога. Стохастическое дифференциальное уравнение (СДУ) Ито в форме Стратоновича кинетического уравнения (1) имеет вид

$$\frac{dg}{dt} = -\frac{1}{kT} D_g(g, t) \frac{\partial \Delta \Phi(g, t)}{\partial g} - \frac{1}{2} \frac{\partial D_g(g, t)}{\partial g} + \sqrt{2D_g(g, t)} \xi(t);$$

$$t_0 \leq t \leq T_{finish}, \quad g(t_0) = g_0 \in [g_{min}, g_{max}]; \\ g(t) > 2,$$

где T_{finish} — длительность флуктуационной стадии;

g_{min} и g_{max} — минимальное и максимальное значения начального размера пузырька (g_0), выбираются исходя из следующих условий: $\Delta \Phi(g_{min}) = \Delta \Phi(g_{max}) = \Delta \Phi(g_{cr}) - kT$;

g_{cr} — критический размер зародыша (см. [11]);

$\xi(t)$ — случайная функция (в данном случае это стандартный белый шум единичной интенсивности, поскольку здесь СДУ выписано в форме Ито—Стратоновича).

Используя выделенное направление в задаче (направление падающего потока ионов), записываются уравнения для эволюции каждой координаты отдельно. Здесь и в дальнейшем под координатами блистера подразумеваются координаты его центра масс.

Уравнения для одной из координат $x(t)$ записываются следующим образом:

$$x(t) = x(t_0) + \int_{t_0}^t H_x(\tau, x(\tau), y(\tau), z(\tau)) d\tau + \\ + \int_{t_0}^t \sigma(\tau, x(\tau), y(\tau), z(\tau)) dW(\tau); \\ x|_{t=0} = x_0 \quad t \in [t_0, T_{finish}].$$

Здесь

$$H_x = -\frac{1}{\gamma M_g} \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial D_x}{\partial x}; \\ \sigma = \frac{1}{q} \sqrt{2D_x}; \\ D_x = \frac{D_0 e^{-E_m/kT}}{\gamma M_g} (1 + \alpha(x - x_{its})^2);$$

x_{its} — координата ближайшего междоузлия;
 E_m — энергия миграции внедренного атома;
 D_0 — коэффициент, соответствующий физическим параметрам задачи;
 q — интенсивность белого шума.

Такая модель функционал-коэффициента диффузии (в отличие постоянного значения введенного Эйнштейном для броуновского движения) выбрана в соответствии с данными работы [14].

Для решения системы из четырех взаимосвязанных СДУ с функционал-коэффициентами применяется метод не ниже второго порядка точности в среднеквадратичном модифицированном авторами методе Артемьева [15] решения систем СДУ с постоянными коэффициентами.

Одним из авторов данной работы (А. В. Ивановым) произведена автоматизация программирования на этапе технологического моделирования.

Исходные коды приложения хранятся под CVS (Concurrent Version System — система контроля параллельных версий), сборка приложения производится с использованием утилиты automake, для визуализации результатов применяется gnuplot.

Такой подход обеспечивает: приемлемую скорость разработки и модификации приложения (благодаря Python-у, объектно-ориентированным возможностям C++ и другим используемым утилитам); высокую производительность приложения по сравнению с производительностью таких систем как Matlab, Mathcad и Mathematica (поскольку C++ позволяет наиболее полно реализовать машинные возможности), но все же требует от создателя приложения больших трудозатрат и высокой программистской квалификации.

Интерпретация численного эксперимента реализации диффузионного Марковского процесса в задачах моделирования блистеринга

Математическая модель случайного процесса $\{g(t), t \geq 0\}$, $\forall g \in \{G\}$, где g — размер кластера в фазовом пространстве $\{G\}$, рассматривает условия реализации марковского процесса (МП): блистер должен содержать более чем две частицы $g > 2$ и меньше размера, при котором устойчивость блистера нарушается.

Дискретная модель МП в $[t_0, t]$ реализуется K -траекториями МП, т. е. на каждом шаге Δt необходимо перейти от определения точного числа траекторий МП (например, K) к вероятностной мере.

Физической интерпретацией этого может быть следующее: множество точек фазового пространства размеров $\{G\}$ в численном эксперименте суммируется с учетом частичных фазовых объемов G_q . Для одномерного МП фазовое пространство размеров кластеров $\{G\}: \{g_{min}, g_{max}\}$ содержит значение МП $\{g(t)\}$. Функция распределения по размерам $g - f_i(g, t)$, по определению, задает вероятность обнаружить среднее число элементов дискретной среды в заданной подобласти $\{G\}$ фазового пространства и может быть рассчитана как

$$f_g(G) = \sum_t p_i \{g_i(t) \in G\} = \sum_i \int_G p_i(g_i, t) dg,$$

где p_i — конечномерные меры, расчет которых производится с помощью СДУ Ито; индекс "i" — бесконечное счетное множество элементов дискретной среды.

По условиям численного эксперимента рассматриваем K -траектории МП, и для каждого частичного фазового объема, входящего в $\{G\}$, мы обрываем бесконечное счетное множество конкретными конечными значениями числа элементов.

Запишем процедуру восстановления ФР по расчетам траекторий случайного процесса. Для шага Δt : определяем g_{\min} , g_{\max} , задаем число q интервалов, определяем шаг $\Delta g = |g_{\max} - g_{\min}|/q$, вычисляем значения $f_i(g)$ в момент времени t_1, t_2, \dots .

Таким образом, схема метода стохастического моделирования может выглядеть так:

по пространственно-временным масштабам физической проблемы рассчитываем функциональные коэффициенты уравнений (1), (2), выбираем виды источников и стоков.

формулируем граничные и начальные условия; уточняем дискретную модель среды, включающую в себя фазовые переменные и набор компонент, а также потенциалы (сечения) взаимодействия и законы сохранения;

формулируем соответствующие СДУ;

при заданных начальных условиях, соответствующих физическим параметрам задачи, решаем задачу Коши для полученной системы СДУ так, чтобы при этом порядок аппроксимации в с.к.-пределе гарантировал достаточную точность расчетов;

по траекториям случайного процесса $X_i(t)$, $i = 1, \dots, N$ рассчитываем математическое ожидание $M = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i$, дисперсию $D = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X_i - MX_i)^2$, а

также и более высокие моменты случайного процесса $X(t)$;

по траекториям процесса $X(t)$ восстанавливаем $f(\rightarrow_X)$ МП и макроскопические физические параметры исследуемой среды, например поток блистеров, рассчитываемые интегрированием неравновесных ФР $f(\rightarrow_X)$.

Результаты численного моделирования

На рис. 1 и 2 приведены результаты численного моделирования высокотемпературного блистеринга на тонкой пленке Ni (толщиной 400 параметров решетки). Доза облучения 10^{17} ион/см².

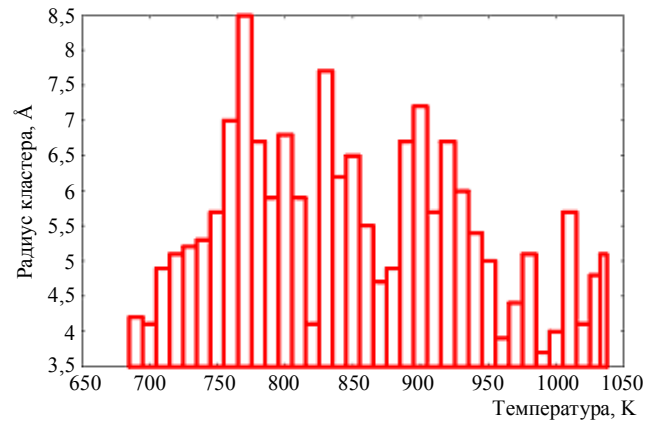


Рис. 1. Зависимость радиуса образовавшегося кратера от температуры

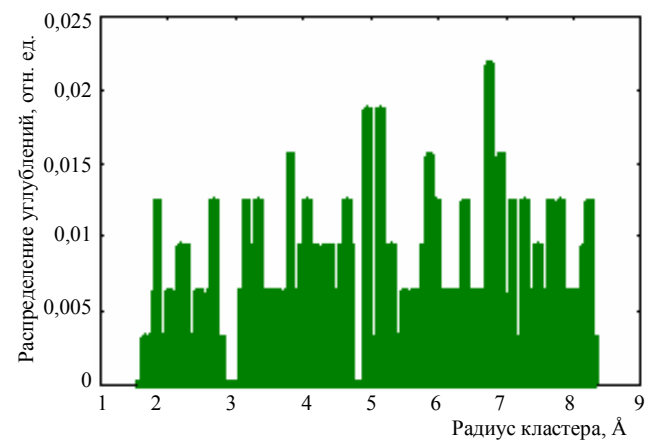


Рис. 2. Функция распределения углублений на облучаемой поверхности образца в зависимости от их радиуса. Температура 800 К

На рис. 3 представлена цветовая визуализация функции (в сборнике — черно-белое изображение) распределения блистеров в слоистой структуре Mo/Si. Рис. 3, а соответствует времени расчета $0,3 T_{\text{finish}}$, рис. 3, б — окончанию флуктуационной стадии $t = T_{\text{binish}}$, длительность которой 10^{-5} с.

Рассматривается чередование слоев Mo и Si, нижний слой — Mo, толщина слоя по 10 параметров решетки материала, т. е. толщина слоя Mo — 43,2 Å, толщина слоя Si — 54 Å, всего моделируется четыре слоя, т. е. по два слоя Mo и Si. Размеры моделируемой области по x и y по 540 Å. В начальный момент времени распределение по размерам блистеров представляет собой дельта-функцию $\delta(R_g = 2,63 \text{ Å})$ и блистеры равномерно распределены по всему объему нижнего слоя. В слое Si моделируются поры радиусом 3 Å. В каждом слое Si рассматривается по четыре поры. Температура образца 900 К, доза облучения 10^{17} ион/см². Шаг по времени $5 \cdot 10^{-7}$ с. Для расчета функции распределения используется $4 \cdot 10^5$ траекторий.

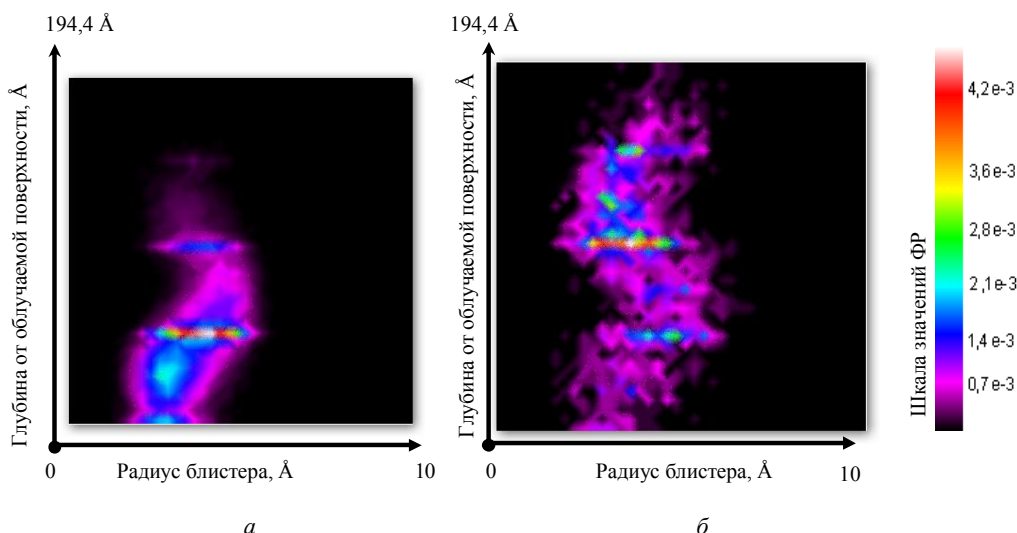


Рис. 3. Функция распределения блистеров $f(g,z)$ в момент времени:
 а — $0,3 T_{finish}$; б — T_{finish}

Заключение

• С применением кинетической теории, модели броуновского движения и метода стохастического аналога рассмотрена флуктуационная стадия высокотемпературного блистеринга в тонкой пленке и слоистой среде.

• Система из четырех взаимосвязанных стохастических дифференциальных уравнений с функционал-коэффициентами решена численно. Численная схема реализована в виде высокоэффективного программного комплекса, написанного на языках C++ и Python, позволяющего рассчитать характеристики блистеринга в слоях металла и пористой армирующей прослойки.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 07-01-00768, Программой "Наночастицы и нанотехнологии" Отделения математики РАН, грантами поддержки ведущих научных школ НШ-397.2008 и НШ-1923.2008.1.

Авторы выражают благодарность В. Д. Левченко, Т. В. Левченко за творческое сотрудничество.

Литература

1. Кошелев К. Н., Банин В. Е., Салащенко Н. Н. Работы по созданию источника коротковолнового излучения для нового поколения литографии// УФН. 2007. Т. 177. № 7.
2. Bondareva A. L., Zmievskaya G. I., Levchenko T. V., Levchenko V. D.// J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. No. 40. P. 4842—4849.
3. Sigov Yu. S., Levchenko V. D. Object-oriented plasma model (CODE SUR) in Dynamics of Transport in Plasmas and Charged Beams, edited by G. Maino and M. Ottaviani, Singapore-London, World Scientific Publ. Co. Pte. Ltd. 1996. P. 55—69.
4. Сигов Ю. С. Вычислительный эксперимент: мост между прошлым и будущим физики плазмы: Избранные труды/ Со-

ставители Г. И. Змиевская, В. Д. Левченко. — М.: Наука, Физматлит, 2001. — 288 с.

5. Левченко В. Д. Явления самоорганизации в турбулентной плазме: диагностика и примеры. С.159—185// В кн. Новое в синергетике: Взгляд в третье тысячелетие. — М.: Наука, 2002. — 478 с. (Сер. Информатика: неограниченные возможности и возможные ограничения/Отв. ред. Г. Г. Малинецкий и С. П. Курдюмов).

6. Змиевская Г. И., Иньков Л. В., Левченко Т. В., Левченко В. Д. Рассеяние плазмы на зародышах металлических капель вблизи поверхности// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2004. № 5. С. 106—112.

7. Змиевская Г. И.// Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 4. С. 368—382.

8. Бондарева А. Л., Змиевская Г. И. Стохастическое моделирование флуктуационной стадии образования тонких пленок// Доклады Академии наук. — М.: Наука, 2005. Т. 401. № 4. С. 471—475.

9. Бондарева А. Л., Змиевская Г. И.// Известия Академии наук. Сер. физическая. 2002. Т. 66. № 7. С. 994—997.

10. Бондарева А. Л., Змиевская Г. И.// Там же. 2004. Т. 68. № 3. С. 336—339.

11. Змиевская Г. И., Бондарева А. Л., Иванов А. В., Показатский П. А. Стохастическое моделирование флуктуационной стадии высокотемпературного блистеринга в слоистой среде: Препринт/ Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН. — М., 2008. № 103.

12. Змиевская Г. И., Бондарева А. Л. Численное моделирование вакансионно-газовых дефектов поверхности твердого тела, возникающих после воздействия на нее горячей плазмы// В книге "Энциклопедия низкотемпературной плазмы". Т. IX-2. Радиационная плазмодинамика: физика, экспериментальные технологии, применения. Сер. Б. 2007. С. 480—506.

13. Беграмбеков Л. Б. Разрушение поверхности твердых тел при ионном и плазменном облучении. — М.: МИФИ, 1987.

14. Климонтович Ю. Л. Нелинейное броуновское движение// УФН. 1994. Т. 164. С. 811—844.

15. Аверина Т. А., Артемьев С. С. Новое семейство численных методов решения стохастических дифференциальных уравнений// ДАН СССР. 1986. Т. 288. № 4. С. 777—780.

Статья поступила в редакцию 26 июня 2009 г.

Blistering into the both: thin film and layered media

A. L. Bondareva, G. I. Zmievskaia, A. V. Ivanov

M. V. Keldish Institute of Applied Mathematics RAS, 4 Miusskaya sq., 125047, Moscow, Russia

E-mail: zmig@mail.ru

Stochastic computer simulation of vacancies-gaseous defects into crystal lattice is applied to investigation of alternating thin layers medium of technological metal mirror. These diagnostic devices are used for radiation focuses on the detectors. The vacancies-gaseous defects storage into lattice (or blistering) is caused by fluxes of high energy particles which migrate beneath the surface. Radiation stimulated defects and its clusters (or bubbles with alternating mass) participate in Brownian motion which leads to follows: porosity, stress of lattice as well as to roughness with peaks and craters on the surface and flaking off of surface layer. Kinetic model of the first order phase transition in form of blistering worked out and it may be used in technologies materials and structures producing.

PACS: 63.22.Np; 66.30-Pa

Keywords: radiating damages, multilayered mirrors, quasilinear equation, constructional materials.

Бондарева Анна Леонидовна, старший науч. сотр.
Змиевская Галина Ивановна, ведущий науч. сотр.

Иванов Антон Валерьевич, науч. сотр.

125047, Москва, Миусская площадь, 4, ИПМ им. Келдыша РАН

Тел. 8 (495) 250-79-04, факс 8 (499) 972-07-37; E-mail: zmig@mail.ru