

ОБОБЩЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛИФШИЦА – СЛЁЗОВА – ВАГНЕРА

Р. Д. Венгреневич, Б. В. Иванский, А. В. Москалюк*

*Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича
58012, Черновцы, Украина*

Поступила в редакцию 24 июля 2006 г.

Рассчитаны функция распределения по размерам и временные зависимости для средних (критических) и максимальных размеров частиц в предположении одновременного действия двух механизмов массопереноса, контролируемых объемной диффузией и скоростью образования химических связей на поверхности частиц. Проведено сравнение теоретической кривой с экспериментальными гистограммами. Результаты сравнения подтверждают возможность реализации на практике рассматриваемого механизма роста частиц в процессе остwaldовского созревания.

PACS: 66.30.Pa

1. ВВЕДЕНИЕ

Распад пересыщенных твердых растворов с образованием новой фазы включает три стадии: зарождение центров (кластеров, зародышей, выделений) новой фазы, их независимый рост и, наконец, развитие этих центров во взаимодействии друг с другом. Эту последнюю, так называемую позднюю, стадию распада пересыщенного твердого раствора впервые обнаружил Оствальд [1]. Она характеризуется тем, что в результате диффузионного массопереноса вещества от кластеров с большей кривизной поверхности к кластерам с меньшей кривизной поверхности (вследствие эффекта Гиббса–Томсона) мелкие кластеры растворяются и исчезают, обуславливая тем самым непрерывное увеличение среднего размера выделений. Согласно работам [2, 3], взаимодействие кластеров друг с другом осуществляется через обобщенное самосогласованное диффузионное поле. Этот процесс, когда крупные кластеры растут за счет мелких, называют остwaldовским созреванием (ОС) или коалесценцией. В последнее время больше прижилось первое название — ОС. Изучение ОС позволило определять вид функции распределения кластеров по размерам в зависимости от механизмов массопереноса.

Первая всесторонняя теория ОС для диффузионного механизма массопереноса была разработана Лифшицем и Слезовым [4, 5].

При диффузионном механизме массопереноса атомы растворенного вещества, достигающие кластеров диффузионным путем, полностью поглощаются ими, так что рост кластеров контролируется матричной диффузией и, в частности, коэффициентом объемной диффузии D_v . Вагнер [6] впервые указал, что это возможно, если атомы, пересекающие границу раздела кластер–матрица и попадающие на их поверхность в единицу времени, успевают образовать химические связи, необходимые для воспроизведения структуры вещества кластеров. Если это не так, то вокруг границы раздела кластер–матрица происходит накопление растворенных атомов с концентрацией C , равной средней концентрации $\langle C \rangle$ раствора. При этом процесс роста уже контролируется не коэффициентом объемной диффузии D_v , а кинетическим коэффициентом β .

Таким образом, в своей работе, опубликованной тремя годами позже работ Лифшица и Слезова, Вагнер рассмотрел другой механизм роста кластеров, контролируемый скоростью образования химических связей на их поверхности.

Работы [4–6] составляют основу теории ОС, которую принято называть теорией Лифшица–Слезова–Вагнера. В рамках этой теории впоследствии

*E-mail: vengrenovich@i.ua

был решен ряд других задач, соответствующих ОС в условиях диффузии по границам зерен [7, 8], поверхностной диффузии [9, 10], диффузии по дислокационным трубкам [11–16] и т. п.

В последнее время теория Лифшица – Слёзова – Вагнера успешно используется для анализа эволюции островковой структуры, возникающей в процессе самоорганизации в полупроводниковых гетеросистемах [17–25]. Ею пользуются также для описания диссипативных структур в неравновесных полупроводниковых системах [26, 27].

По Вагнеру число атомов, которые пересекают границу раздела кластер–матрица и попадают на поверхность кластера в единицу времени, равно

$$j_1 = 4\pi r^2 \beta \langle C \rangle, \quad (1)$$

а число покидающих его атомов в единицу времени —

$$j_2 = 4\pi r^2 \beta C_r, \quad (2)$$

так что суммарный поток атомов, участвующих в образовании химических связей, равен

$$j_i = j_1 - j_2 = 4\pi r^2 \beta (\langle C \rangle - C_r), \quad (3)$$

где

$$C_r = C_\infty \exp\left(\frac{2\sigma v_m}{rkT}\right) \approx C_\infty \left(1 + \frac{2\sigma v_m}{rkT}\right)$$

— концентрация атомов растворенного вещества на границе с кластером радиуса r , C_∞ — равновесная концентрация при данной температуре T , σ — межфазная поверхностная энергия, v_m — объем атома растворенного вещества, k — константа Больцмана, β — кинетический коэффициент.

Потоки j_1 к кластеру и j_2 от кластера обусловлены тепловым движением атомов. Поток j_1 пропорционален средней концентрации раствора $\langle C \rangle$, поток j_2 — концентрации C_r , которая должна установиться на границе с кластером в соответствии с формулой Гиббса–Томсона ($C_r = C_\infty \exp(2\sigma v_m / rkT)$).

В выражениях (1) и (2) для потоков j_1 и j_2 кинетические коэффициенты β численно равны плотности потока при единичной концентрации. Поэтому, с учетом природы потоков, эти коэффициенты считаются одинаковыми.

Введение кинетического коэффициента β , определяющего потоки j_k ($k = 1, 2$), обусловлено неравновесностью процессов, протекающих как на поверхности кластеров, так и на границах их раздела с матрицей. По этой причине выразить поток j_k через градиент концентрации на границе раздела не

представляется возможным. Формально его можно записать через градиент концентрации:

$$j_i = 4\pi r^2 \beta (\langle C \rangle - C_r) = 4\pi r^2 \beta r \frac{\langle C \rangle - C_r}{r}, \quad (4)$$

где величина βr имеет размерность коэффициента диффузии, однако такой коэффициент диффузии ($D^* = \beta r$) не имеет физического смысла. Поэтому переходят к кинетике.

В состоянии равновесия

$$j_i = j_v = j, \quad (5)$$

поэтому поток j атомов к кластеру (от кластера) может быть выражен как

$$j = \frac{1}{2}(j_i + j_v), \quad (6)$$

где j_v — число атомов, достигающих поверхности кластера в единицу времени благодаря диффузии.

Целью настоящей работы является расчет функции распределения кластеров (частиц) по размерам и соответствующих ей временных зависимостей для средних (критических) и максимальных размеров частиц в зависимости от соотношения между потоками j_i и j_v .

2. СКОРОСТЬ РОСТА

Для определения функции распределения частиц по размерам, $f(r, t)$, необходимо знать скорость $\dot{r} = dr/dt$ роста частиц. Функции $f(r, t)$ и \dot{r} связаны между собой уравнением непрерывности

$$\frac{\partial f(r, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} [f(r, t)\dot{r}] = 0. \quad (7)$$

Скорость роста определяется из условия

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \right) = j v_m, \quad (8)$$

где величина j задается уравнением (6). Для диффузионной части потока получаем

$$j_v = 4\pi r^2 D_v \left. \frac{dC}{dr} \right|_{r=R} = 4\pi r^2 D_v \frac{\langle C \rangle - C_r}{r}. \quad (9)$$

Учитывая выражения (3) и (9), из уравнения (8) находим

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{2} \frac{(\langle C \rangle - C_r) v_m}{4\pi r^2} \left(4\pi r^2 \beta + 4\pi r^2 D_v \frac{1}{r} \right). \quad (10)$$

Обозначим через x и $1 - x$ доли потоков j_v и j_i в общем потоке j :

$$x = \frac{j_v}{j}, \quad 1 - x = \frac{j_i}{j}, \quad \frac{j_v}{j_i} = \frac{x}{1 - x}. \quad (11)$$

Для того чтобы скорость роста (10) выразить через долевые потоки j_i и j_v , вынесем за скобки второе слагаемое $4\pi r^2 D_v/r$ и умножим числитель и знаменатель первого слагаемого на $(\langle C \rangle - C_{r_g})r_g^2$, где C_{r_g} — концентрация на границе с кластером максимального размера r_g :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{2}(\langle C \rangle - C_r) \frac{D_v v_m}{r} \times \left[\frac{4\pi r_g^2 \beta (\langle C \rangle - C_{r_g})}{4\pi r_g^2 D_v \frac{(\langle C \rangle - C_{r_g})}{r_g}} \frac{r}{r_g} + 1 \right]. \quad (12)$$

Первый множитель в квадратных скобках равен отношению потоков j_i/j_v для частицы максимального размера и его, согласно соотношению (11), можно заменить на $(1 - x)/x$, поскольку никаких ограничений на размеры частиц выражение (11) не содержит. Кроме того, учитывая, что

$$\langle C \rangle - C_r = \frac{2C_\infty \sigma v_m}{kT} \left(\frac{1}{r_k} - \frac{1}{r} \right),$$

скорость роста (12) перепишется в виде

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\sigma C_\infty v_m^2 D_v}{kT} \frac{1}{r^2} \left(\frac{1-x}{x} \frac{r}{r_g} + 1 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right), \quad (13)$$

где r_k — критический радиус, который в рамках теории Лифшица–Слезова–Вагнера совпадает со средним радиусом частиц, $r_k = \langle r \rangle$.

Уравнение (13) соответствует скорости роста кластеров в условиях матричной диффузии с долевым вкладом $(1 - x)$ -ой части потока, который контролируется кинетическим коэффициентом β . При $x = 1$ скорость роста (13) совпадает со скоростью роста (2.15), приведенной в обзоре [2]:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{D_{n-1} a_{n-1}}{R^{n-1}} \left(\frac{R}{R_k} - 1 \right),$$

где критический радиус R_k , согласно работе [2], определяется пресыщением $\Delta = \alpha/R_k$. При $n = 3$ имеем $D_2 = D_v$, $a_2 = C_\infty \sigma v_m^2/kT$.

Повторяя предыдущую процедуру и вынося за скобки $4\pi r^2 \beta$, получаем

$$\frac{dr}{dt} = \frac{C_\infty \sigma v_m^2 \beta}{kT} \frac{1}{r} \left(\frac{x}{1-x} \frac{r_g}{r} + 1 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right). \quad (14)$$

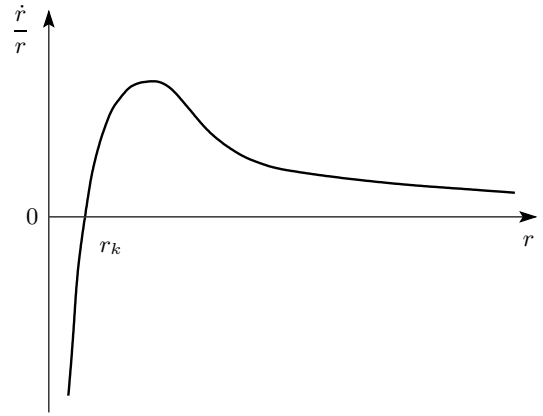


Рис. 1. Схематическая зависимость удельной скорости роста \dot{r}/r от r

Уравнение (14) описывает скорость роста кластеров в условиях, контролируемых кинетическим коэффициентом β с долевым участием x матричной диффузии. Если $x = 0$, то процесс роста будет полностью определяться кинетическим коэффициентом и уравнение (14) совпадает с (2.15) из [2] при $n = 2$, где $D_1 = \beta$, $a_1 = C_\infty \sigma v_m^2/kT$. В уравнениях для скорости роста (13) и (14), являющихся комбинацией вагнеровского и обычного диффузионного механизмов укрупнения кластеров, предполагается, что ни одним из слагаемых в выражении (6) для общего потока j пренебрегать нельзя. Это означает, что потоки j_v и j_i должны быть сравнимы между собой. Но образование химических связей является электронным процессом, а классическая диффузия — атомным активационным процессом с другим временным масштабом. Возникает вопрос, при каких условиях два качественно разных времени релаксации, а именно, времена релаксации химических связей (τ_b) и диффузии (τ_d), оказываются сравнимыми. Таким образом, вопрос об отношении между потоками j_v и j_i сводится фактически к отношению между временами релаксации τ_b и τ_d , а в конечном счете — к вопросу о возможности реализации предлагаемого механизма роста кластеров.

Ответить на возникающий вопрос в общем случае сложно. По-видимому, времена релаксации τ_b и τ_d сравнимы, если электронный процесс образования химических связей является активационным и если энергии активации обоих процессов, электронного и диффузионного, сравнимы между собой.

В работе [6] получены решения для крайних случаев: $x = 0$, $\tau_d \ll \tau_b$ (вагнеровский механизм роста) и $x = 1$, $\tau_b \ll \tau_d$ (диффузионный механизм роста).

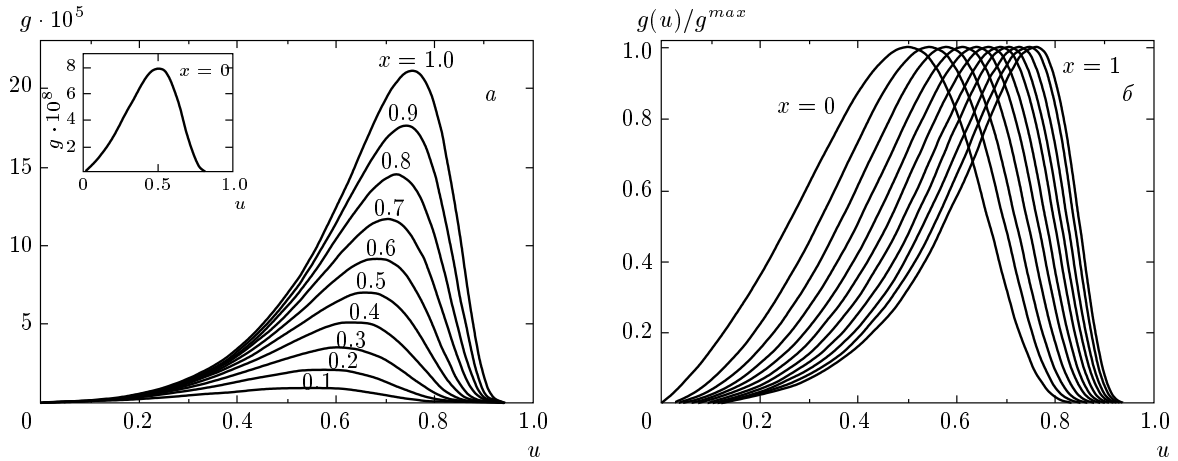


Рис. 2. Рассчитанная по выражению (28) функция $g(u)$ (а) и функция $g(u)/g^{max}$ (б)

Заметим, что в работе [6] времена релаксации не обсуждаются.

В рассматриваемом нами случае, когда решение ищется для любого значения x в интервале $0 < x < 1$, времена релаксации должны быть сравнимы между собой, по крайней мере, для таких систем, экспериментальные гистограммы которых описываются рассчитанными кривыми. Ниже мы проведем такое сравнение.

3. ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВЕЛИЧИН r_g И r_k

Одним из основных параметров теории Лифшица – Слёзова – Вагнера является отношение r_g/r_k (в терминах работ [4, 5] — это запирающая точка u_0), знание которого, совместно с уравнением (13) или (14) для скорости роста, позволяет проинтегрировать уравнение (7), после разделения в нем переменных, и определить аналитический вид функции распределения по размерам. Это отношение можно найти из кривой зависимости удельной скорости роста \dot{r}/r от r , схематически показанной на рис. 1, где \dot{r} определяется уравнением (13) или (14) [14]. В точке, где скорость роста на единицу длины радиуса кластера достигает максимума, производная равна нулю:

$$\left. \frac{d}{dr} \left(\frac{\dot{r}}{r} \right) \right|_{r=r_g} = 0. \tag{15}$$

Физически это означает, что максимального размера r_g достигает та из частиц, для которой скорость

роста единицы длины ее радиуса наибольшая. Из выражения (15) получаем

$$\frac{r_g}{r_k} = \frac{2 + x}{1 + x}. \tag{16}$$

Положив в уравнении (13) $r = r_g$ и заменив отношение r_g/r_k его значением (16), после интегрирования получим

$$r_g^3 = A^* \frac{t}{x(1+x)}, \quad A^* = \frac{3\sigma v_m^2 C_\infty D_v}{kT}, \tag{17}$$

или

$$r_k^3 = A^* \frac{(1+x)^2}{x(2+x)^3} t. \tag{18}$$

При $x = 1$ рост частиц полностью контролируется коэффициентом объемной диффузии:

$$r_g^3 = \frac{1}{2} A^* t, \quad r_k^3 = \frac{4}{27} A^* t, \quad \frac{r_g}{r_k} = \frac{3}{2}. \tag{19}$$

Аналогично из уравнения (14) получаем

$$r_g^2 = B^* \frac{t}{1-x^2}, \quad B^* = \frac{2\sigma v_m^2 C_\infty \beta}{kT}, \tag{20}$$

или

$$r_k^2 = B^* \frac{1+x}{(1-x)(2+x)^2} t. \tag{21}$$

Уравнения (20) и (21) описывают изменение со временем размеров кластеров, когда их рост контролируется кинетическим коэффициентом β , с долевым участием матричной диффузии. Если $x = 0$, то процесс роста полностью контролируется кинетикой перехода через границу раздела кластер–матрица:

$$r_g^2 = B^* t, \quad r_k^2 = \frac{1}{4} B^* t, \quad \frac{r_g}{r_k} = 2. \tag{22}$$

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО РАЗМЕРАМ

Функцию распределения кластеров по размерам, согласно работе [14], в интервале значений $0 \leq x \leq 1$ будем искать в виде произведения:

$$f(r, t) = \varphi(r_g)g(u), \tag{23}$$

где $g(u)$ — распределение кластеров по относительным размерам, $u = r/r_g$. Функцию $\varphi(r_g)$ находим из закона сохранения массы дисперсной фазы:

$$M = \frac{4}{3}\pi\rho \int_0^{r_g} r^3 f(r, t) dr. \tag{24}$$

После подстановки в него $f(r, t)$ из (23) получаем

$$\varphi(r_g) = \frac{Q}{r_g^4}, \tag{25}$$

где

$$Q = \frac{3M}{4\pi\rho \int_0^1 u^3 g(u) du}.$$

Для определения функции $g(u)$ воспользуемся уравнением непрерывности (7), подставляя в него вместо $f(r, t)$ и \dot{r} их значения из (14) (или (13)) и (23). При переходе от дифференцирования по r и t к дифференцированию по u переменные разделяются:

$$\frac{dg(u)}{g(u)} = - \left(4v_g - \frac{1}{u^2} \frac{dv}{du} + 2\frac{v}{u^3} \right) \times \left(uv_g - \frac{v}{u^2} \right)^{-1} du, \tag{26}$$

где учтено, что

$$v = \frac{r^2 \dot{r}}{B^*} = \left(1 + \frac{1-x}{x}u \right) \left(\frac{2+x}{1+x}u - 1 \right),$$

$$v_g = \frac{r_g^2}{B^*} \frac{dr_g}{dt} = v \Big|_{u=1} = \frac{1}{x(1+x)},$$

$$\frac{du}{dr} = \frac{1}{r_g}, \quad \frac{du}{dr_g} = -\frac{u}{r_g}.$$

Подставляя в выражение (26) значения v , v_g и dv/du , после несложных преобразований получаем уравнение

$$\frac{dg(u)}{g(u)} = - \frac{4u^3 + u(2x^2 + 2x - 1) - 2(1+x)x}{u(1-u)^2(u+x+x^2)} du, \tag{27}$$

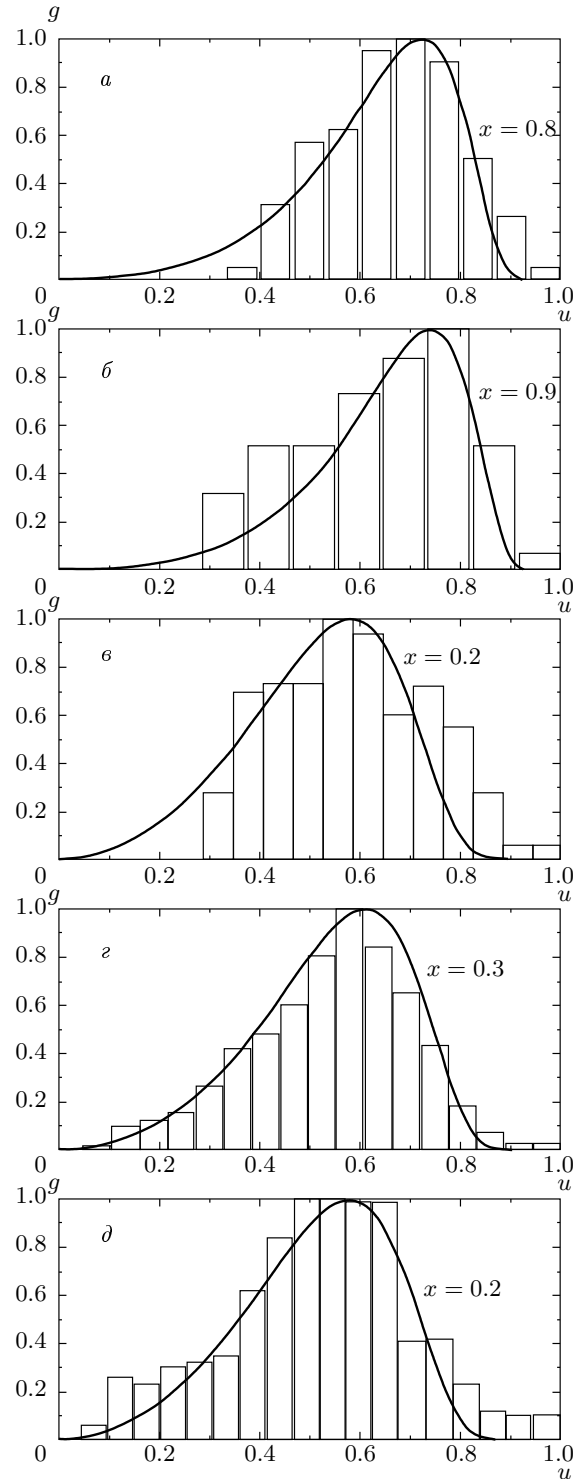


Рис. 3. Сравнение кривой (28) с экспериментальными гистограммами наноразмерных частиц Al_3Sc [29] в сплавах Al-Sc при различных температурах и временах выдержки: а — 300 °С, 6 ч; $r_g/r_k = 1.55$; б — 300 °С, 72 ч; $r_g/r_k = 1.53$; в — 300 °С, 350 ч; $r_g/r_k = 1.83$; з — 400 °С, 1 ч; $r_g/r_k = 1.77$; д — 400 °С, 5 ч; $r_g/r_k = 1.83$

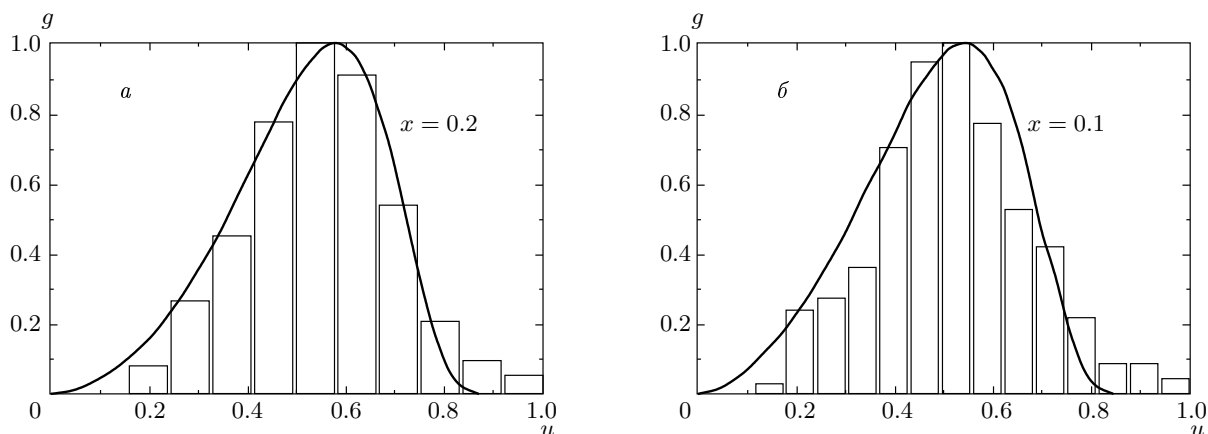


Рис. 4. Сравнение с экспериментальными гистограммами нанокристаллов Al, полученных при отжиге аморфного сплава $Al_{85}Ni_8Y_5Co_2$ (508 K) в течение 1 мин (а, $r_g/r_k = 1.83$) и 2.5 мин (б, $r_g/r_k = 1.91$) [30]

интегрирование которого позволяет определить аналитический вид обобщенного распределения:

$$g(u) = u^2(1-u)^{-B}(u+x^2+x)^D \exp\left(\frac{C}{1-u}\right), \quad (28)$$

где

$$\begin{aligned} B &= \frac{2x^4 + 4x^3 + 12x^2 + 10x + 5}{F}, \\ C &= -\frac{3x^2 + 3x + 3}{F}, \\ D &= -\frac{4x^4 + 8x^3 + 6x^2 + 2x + 1}{F}, \\ F &= x^4 + 2x^3 + 3x^2 + 2x + 1. \end{aligned} \quad (29)$$

При $x = 1$ имеем $B = 11/3$, $C = -1$, $D = -7/3$ и выражение (28) соответствует распределению Лифшица–Слезова:

$$g(u) = u^2(1-u)^{-11/3}(u+2)^{-7/3} \exp\left(-\frac{1}{1-u}\right). \quad (30)$$

При $x = 0$ имеем $B = 5$, $C = -3$, $D = -1$ и выражение (28) переходит в распределение Вагнера:

$$g(u) = u(1-u)^{-5} \exp\left(-\frac{3}{1-u}\right). \quad (31)$$

В интервале $0 \leq x \leq 1$ распределение по размерам описывается обобщенной функцией Лифшица–Слезова–Вагнера.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2а приведены кривые, соответствующие распределению (28), рассчитанные при различных

значениях параметра x , через интервал $\Delta x = 0.1$. На вставке показана функция Вагнера ($x = 0$). Виден плавный переход от распределения Лифшица–Слезова (30) при $x = 1$ к распределению Вагнера (31).

Эти же кривые, нормированные на свои максимумы, показаны на рис. 2б. В таком виде они удобны для сравнения с аналогично нормированными экспериментальными гистограммами.

Следует отметить, что расчет теоретической кривой при одновременном действии двух механизмов массопереноса — объемной диффузии и химической реакции на границе выделение–матрица — был выполнен ранее численными методами с использованием ЭВМ авторами работ [2, 28].

Однако распределение (28), рассчитанное для двух механизмов массопереноса, контролируемых коэффициентом объемной диффузии и кинетикой перехода растворенных атомов через границу раздела кластер–матрица, т.е. кинетическим коэффициентом β , в аналитическом виде впервые получено нами. Чем выше скорость образования химических связей на поверхности частиц, тем легче растворенные атомы преодолевают потенциальный барьер на границе раздела кластер–матрица. В этом случае скорость роста кластеров в меньшей мере контролируется кинетикой на границе раздела и в большей мере — диффузионными процессами массопереноса. При этом вклад диффузионного потока j_v в общий поток вещества j к частице (от частицы) увеличивается, а распределение по размерам все больше приближается к распределению Лифшица–Слезова (30).

На рис. 3 приведены результаты сравнения теоретической кривой (28) с экспериментальными гистограммами наноразмерных частиц Al_3Sc в сплавах Al-Sc [29], соответствующих температуре 300°C и временам выдержки 6, 72, 350 ч; температуре 400°C и временам выдержки 1, 5 ч. Используя полученные из результатов сравнения значения x , можно определить процентное соотношение между потоками и установить, какой из механизмов роста частиц является определяющим. Кроме того, зная x , можно найти отношение r_g/r_k , которое может быть использовано затем как оценочный параметр при выборе теоретической кривой для сравнения с нужной гистограммой.

Из рис. 3 следует, что увеличение времени выдержки при температуре 300°C до 350 ч приводит к смене механизма роста частиц от лимитируемого преимущественно диффузионными процессами массопереноса ($x = 0.8$ (а), $x = 0.9$ (б)) до контролируемого преимущественно кинетикой на границе раздела выделение–матрица ($x = 0.2$ (в)).

Увеличение температуры выдержки до 400°C способствует росту частиц в условиях, контролируемых преимущественно кинетикой на границе раздела фаз ($x = 0.3$ (г), $x = 0.2$ (д)).

Возможность реализации рассматриваемого механизма роста частиц, контролируемого одновременно коэффициентом объемной диффузии D_v и кинетическим коэффициентом β , подтверждается также экспериментальными гистограммами для нанокристаллов алюминия, получаемых в процессе кристаллизации аморфного сплава $\text{Al}_{85}\text{Ni}_8\text{Y}_5\text{Co}_2$ [30].

На рис. 4 показано сравнение экспериментальных гистограмм, полученных в процессе кристаллизации аморфного сплава при температуре 508 К в течение 1 и 2.5 мин, с теоретической кривой (28). Видно, что теоретические кривые неплохо охватывают экспериментальные гистограммы при значениях $x = 0.2$ (а) и $x = 0.1$ (б).

Таким образом, рассмотренные примеры сравнения с экспериментом позволяют сделать вывод, что распределение (28) вполне приемлемо описывает экспериментальные гистограммы, если рост частиц в процессе ОС контролируется одновременно двумя механизмами массопереноса, рассмотренными ранее по отдельности Лифшицем, Слезовым и Вагнером.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Ostwald, Z. Phys. Chem. **34**, 495 (1900).

2. В. В. Слезов, В. В. Сагалович, УФН **151**, 67 (1987).
3. С. А. Кукушкин, А. В. Осипов, УФН **168**, 1083 (1998).
4. И. М. Лифшиц, В. В. Слезов, ЖЭТФ **35**, 479 (1958).
5. I. M. Lifshits and V. V. Slezov, J. Phys. Chem. Sol. **19**, 35 (1961).
6. C. Wagner, Z. Electrochem. **65**, 581 (1961).
7. В. В. Слезов, ФТТ **9**, 1187 (1967).
8. Н. О. К. Kirchner, Metall. Trans. **2**, 2861 (1971).
9. В. К. Chakraverty, J. Phys. Chem. Sol. **28**, 2401 (1967).
10. Р. Д. Венгреневич, УФЖ **22**, 219 (1977).
11. Н. Kreye, Z. Metallkunde **61**, 108 (1970).
12. A. J. Ardell, Acta Metall. **20**, 602 (1972).
13. Р. Д. Венгреневич, ФММ **39**, 435 (1975).
14. R. D. Vengrenovitch, Acta Metall. **30**, 1079 (1982).
15. Р. Д. Венгреневич, Ю. В. Гудыма, С. В. Ярема, ФММ **91**, 16 (2001).
16. R. D. Vengrenovich, Yu. V. Gudyma, and S. V. Yarema, Scripta Materialia **46**, 363 (2002).
17. M. C. Bartelt and J. W. Evans, Phys. Rev. B **46**, 12675 (1992).
18. N. C. Bartelt, W. Theis, and R. M. Tromp, Phys. Rev. B **54**, 11741 (1996).
19. I. Goldfarb, P. T. Hayden, J. H. G. Owen, and G. A. D. Briggs, Phys. Rev. Lett. **78**, 3959 (1997); Phys. Rev. B **56**, 10459 (1997).
20. B. A. Joyce, D. D. Vvedensky, A. R. Avery et al., Appl. Surf. Sci. **130–132**, 357 (1998).
21. T. I. Kamins, G. Medeiros-Ribeiro, D. A. A. Ohlberg, and R. Stanley Williams, J. Appl. Phys. **85**, 1159 (1999).
22. Р. Д. Венгреневич, Ю. В. Гудыма, С. В. Ярема, ФТП **35**, 1440 (2001).
23. R. D. Vengrenovich, Yu. V. Gudyma, and S. V. Yarema, Phys. Stat. Sol. (b) **242**, 881 (2005).

24. О. П. Пчеляков, Ю. Б. Никифоров, А. И. Якимов, Б. Фойхтлендер, ФТП **34**, 1281 (2000).
25. Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов, В. А. Шукин и др., ФТП **32**, 385 (1998).
26. Р. Д. Венгреневич, Ю. В. Гудыма, ФТТ **43**, 1171 (2001).
27. R. D. Vengrenovich, Yu. V. Gudyma, and D. D. Nikirsa, J. Phys.: Condens Matter **13**, 2947 (2001).
28. С. Н. Слепцов, В. В. Слезов, В. В. Сагалович, Препринт № ХФТИ 82-72 ХФТИ АН УССР (1982).
29. E. A. Marquis and D. N. Seidman, Acta Mater. **49**, 1909 (2001).
30. H. Nitsche, F. Sommer, and E. J. Mittemeijer, J. Non-Cryst. Sol. **351**, 3760 (2005).