

Оствальдовское созревание в условиях смешанного типа диффузии

© Р.Д. Венгреневич, А.В. Москалюк, С.В. Ярема

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

(Поступила в Редакцию 12 января 2006 г.
В окончательной редакции 4 апреля 2006 г.)

Изучено оствальдовское созревание в металлических сплавах и квазиульмерных полупроводниковых структурах в условиях смешанного типа диффузии (дислокационно-матричной), когда нельзя пренебречь ни одним из слагаемых j_d и j_v в общем диффузионном потоке. Получены функция распределения по размерам и временные зависимости для максимальных (r_g) и критических (средних) размеров частиц $r_k(r)$ в зависимости от соотношения x между потоками. Показана возможность реализации смешанного, дислокационно-матричного типа диффузии в процессе формирования квантовых точек CdS, получаемых химическим осаждением.

PACS: 81.10.Aj, 64.60.Qb, 66.30.Fq

Оствальдовское созревание (ОС) дисперсных фаз в металлических сплавах, островковых металлических пленках или полупроводниковых гетеросистемах является последней заключительной стадией формирования их структуры. Явление ОС отражает позднюю стадию развития зародышей новой фазы во времени, когда пересыщение между ними снижается, а их диффузионные поля перекрываются, т.е. рост зародышей происходит при их взаимодействии между собой. Согласно [1], взаимодействие между частицами новой фазы осуществляется через „обобщенное самосогласованное диффузионное поле“. При этом малые частички из-за своей большей кривизны поверхности (или основания островка в пленках и гетероструктурах) в соответствии с эффектом Гиббса–Томсона (зависимость давления или концентрации на границе с частичкой от кривизны ее поверхности) растворяются и пропадают, а большие — растут. Этот процесс называют ОС, реже коалесценцией. Считается, что ОС является ключевым фактором, определяющим форму распределения частиц по размерам.

Основы теории ОС были заложены в работах Лифшица, Слезова и Вагнера (теория ЛСВ), в которых считалось, что рост выделений новой фазы лимитируется либо коэффициентом матричной диффузии [2,3], либо кинетикой перехода на границе раздела частица–матрица [4]. Впоследствии в рамках этой теории был решен ряд других задач, когда рост частиц происходит в условиях диффузии по границам зерен [5,6], поверхностной диффузии [7,8], диффузии по дислокационным трубкам [9–14] и т.п.

Особого внимания заслуживают работы, связанные с ОС островковой структуры, возникающей в процессе самоорганизации в полупроводниковых гетеросистемах [15–21]. Теория ЛСВ используется также для анализа возникновения и последующей эволюции диссипативных структур, образующихся в неравновесных полупроводниковых системах в процессе фазового перехода [22,23].

В металлических сплавах, упрочненных дисперсными выделениями второй фазы, ОС является одной из причин их разупрочнения. По мере роста крупных и исчезновения вследствие растворения мелких частиц расстояние между ними увеличивается, что приводит к уменьшению напряжения, необходимого для проталкивания дислокаций между частицами, и соответственно к уменьшению предела текучести.

При дислокационном механизме укрупнения когерентных с матрицей частиц поток вдоль дислокаций j_d намного превышает поток матричной диффузии j_v

$$D_d Z q \left(\frac{dC}{dR} \right)_{R=r} \gg D_v 4\pi r^2 \left(\frac{dC}{dR} \right)_{R=r}, \quad (1)$$

где D_d , D_v — коэффициенты дислокационной и матричной диффузии соответственно; Z — число дислокационных линий, закрепленных или перерезающих частицу радиуса r ; q — площадь сечения дислокационной трубки; $\left(\frac{dC}{dR} \right)_{R=r}$ — градиент концентрации на границе с частицей. Если учесть, что при нарушении когерентности вследствие релаксации упругих напряжений [24] Z не остается постоянным ($Z \neq \text{const}$), а изменяется обратно пропорционально радиусу частицы, неравенство (1) накладывает ограничение на размеры частиц, при котором еще возможен трубочный механизм диффузии [14]

$$r \ll \sqrt[3]{\frac{D_d Z_0 q^{3/2}}{4\pi^2 D_v}}, \quad (2)$$

где Z_0 — начальное число дислокаций, закрепленных на поверхности частицы. Если условие (2) нарушается, это означает, что в общем потоке j вещества к (от) частице уже нельзя пренебрегать составляющей j_v за счет матричной диффузии. В этом случае рост частиц происходит в условиях смешанного типа диффузии (дислокационно-матричной), когда в общем потоке

$$j = j_d + j_v \quad (3)$$

ни одной из составляющих j_d или j_v пренебрегать нельзя.

Настоящая работа посвящена изучению особенностей ОС в условиях дислокационно-матричной диффузии и, в частности, расчету функции распределения частиц по размерам и временных зависимостей для средних (критических) и максимальных размеров частиц в зависимости от соотношения между потоками j_d и j_v .

1. Скорость роста частиц

Функцию распределения частиц по размерам $f(r, t)$ определяют из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial f(r, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(f(r, t)\dot{r}) = 0, \quad (4)$$

где $\dot{r} \equiv \frac{dr}{dt}$ — скорость роста (растворения) частиц. Ее находят из условия, что изменение объема частицы обусловлено потоком вещества к (от) частице радиуса r

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \right) = j v_m, \quad (5)$$

где v_m — объем атома растворенного вещества, т.е.

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{4\pi r^2} j v_m. \quad (6)$$

При этом j задается уравнением (3), где j_d и j_v принимают значения левой и правой частей неравенства (1) соответственно

$$j = D_d \cdot 2 \frac{Z_0 q^{1/2}}{2\pi r} q \left(\frac{dC}{dR} \right)_{R=r} + D_v 4\pi r^2 \left(\frac{dC}{dR} \right)_{R=r}, \quad (7)$$

здесь учтено, что в потоке j_d $Z = \frac{Z_0 q^{1/2}}{2\pi r}$ [14].

Подставляя (7) в (6) и учитывая, что

$$\left(\frac{dC}{dR} \right)_{R=r} = \frac{2\sigma v_m}{TR^*} C_\infty \cdot \frac{1}{r_2} \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right),$$

где σ — поверхностная энергия, C_∞ — равновесная концентрация твердого раствора, R^* — газовая константа, T — температура, а r_k — критический размер частиц, получим

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{4\pi r^4} \frac{2\sigma v_m^2 C_\infty}{R^* T} \times \left(D_d \cdot 2 \frac{Z_0 q^{1/2}}{2\pi r} q + D_v 4\pi r^2 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right). \quad (8)$$

Обозначим через x и $(1-x)$ долю j_v и j_d в общем потоке j

$$x = \frac{j_v}{j}, \quad 1-x = \frac{j_d}{j}, \quad \frac{j_d}{j_v} = \frac{1-x}{x}. \quad (9)$$

Для того чтобы скорость роста (8) выразить через долевые потоки j_v и j_d , вынесем за скобки $D_d \cdot 2 \frac{Z_0 q^{1/2}}{2\pi r} q$ и умножим числитель и знаменатель второго слагаемого

на $r_g \left(\frac{dC}{dR} \right)_{R=r_g}$, где r_g — предельный размер частиц, $\left(\frac{dC}{dR} \right)_{R=r_g}$ — градиент концентрации на границе с частицей радиусом r_g

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r^5} \frac{\sigma v_m^2 C_\infty D_d Z_0 q^{3/2}}{2\pi^2 R^* T} \times \left(1 + \frac{D_v 4\pi r_g^2 \left(\frac{dC}{dR} \right)_{r=r_g} r^3}{D_d \cdot 2 \frac{Z_0 q^{1/2}}{2\pi r_g} q \left(\frac{dC}{dR} \right)_{r=r_g} r_g^3} \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right). \quad (10)$$

В (10) отношение

$$\frac{D_v 4\pi r_g^2 \left(\frac{dC}{dR} \right)_{r=r_g}}{D_d \cdot 2 \frac{Z_0 q^{1/2}}{2\pi r_g} q \left(\frac{dC}{dR} \right)_{r=r_g}}$$

равно отношению потоков $\frac{j_v}{j_d}$ для частицы максимального размера r_g и его, согласно (9), можно заменить на $\frac{x}{1-x}$, поскольку никаких ограничений на размеры частиц (9) не содержит. Поэтому уравнение (10) преобразуется к виду

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r^5} \frac{\sigma v_m^2 C_\infty Z_0 q^{3/2} D_d}{2\pi^2 R^* T} \times \left(1 + \frac{x}{1-x} \frac{r^3}{r_g^3} \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right). \quad (11)$$

Уравнение (11) описывает скорость роста частиц при доминирующем вкладе в общий поток вещества диффузии вдоль дислокаций с долевым участием x матричной диффузии.

Если из (8) за скобки вынести $D_v 4\pi r^2$ и повторить предыдущие выкладки, то получим

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r^2} \frac{\sigma v_m^2 C_\infty D_v}{R^* T} \left(\frac{1-x}{x} \frac{r_g^3}{r^3} + 1 \right) \left(\frac{r}{r_k} - 1 \right). \quad (12)$$

Уравнение (12) описывает скорость роста частиц в условиях матричной диффузии с долевым вкладом $(1-x)$ диффузии вдоль дислокаций.

2. Временные зависимости для r_g и r_k

Уравнения (11) или (12) позволяют определить основной параметр теории ЛСВ, отношение $\frac{r_g}{r_k}$ (в терминах работ [2,3] запирающую точку u_0), при значении которого можно проинтегрировать после разделения переменных уравнение (4) и найти функцию распределения по относительным размерам $f(u)$, где $u = \frac{r}{r_g}$. Отношение $\frac{r_g}{r_k}$ определяют из условия [12]

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{\dot{r}}{r} \right) \Big|_{r=r_g} = 0, \quad (13)$$

соответствующего точке на кривой $\frac{\dot{r}}{r}$ в зависимости от r , схематически изображенной на рис. 1, где производная

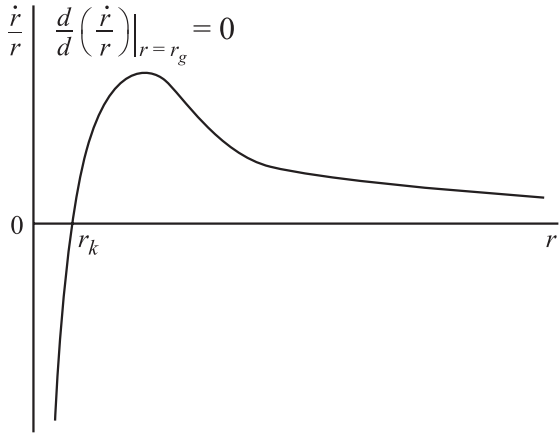


Рис. 1. Схематическое изображение зависимости $\frac{\dot{r}}{r}$ от r .

равна нулю. Максимального размера r_g достигает та из частиц, для которой скорость роста в расчете на единицу длины ее радиуса имеет максимальное значение.

Из (13) получаем

$$\frac{r_g}{r_k} = \frac{6 - 3x}{5 - 3x}. \quad (14)$$

Если в (11) положить $r = r_g$, а отношение $\frac{r_g}{r_k}$ заменить его значением из (14), то после интегрирования получаем временную зависимость для максимальных

$$r_g = \left(\frac{6A^*}{(5 - 3x)(1 - x)} t \right)^{1/6} \quad (15)$$

и критических

$$r_k = \left(\frac{6A^*(5 - 3x)^5}{(6 - 3x)^6(1 - x)} t \right)^{1/6} \quad (16)$$

размеров частиц, где $A^* = \frac{\sigma v_m^2 C_\infty Z_0 q^{3/2} D_d}{2R^* T}$.

Формулы (15) и (16) описывают изменение со временем размеров частиц в условиях дислокационно-матричной диффузии при преобладающем вкладе в общий поток вещества диффузии вдоль дислокаций. При $x = 0$, что соответствует первому предельному случаю, рост частиц лимитируется диффузией вдоль дислокаций

$$r_g^6 = \frac{6}{5} A^* t, \quad r_k^6 = \left(\frac{5}{6} \right)^5 A^* t, \quad \frac{r_g}{r_k} = \frac{6}{5}. \quad (17)$$

Функция распределения по относительным размерам при этом имеет вид [14]

$$g(u) = \frac{u^5 \exp\left(-\frac{0.2}{(1-u)}\right) \exp\left(-0.0287 \arctg \frac{2u+a}{\sqrt{4b-a^2}}\right) \times \exp\left(-0.1127 \arctg \frac{2u+c}{\sqrt{4d-c^2}}\right)}{(1-u)^\alpha (u^2+au+b)^\beta (u^2+cu+d)^\gamma}, \quad (18)$$

где $a \cong 2.576$, $b \cong 2.394$, $c \cong -0.576$, $d \cong 0.088$, $\alpha \cong 41/15$, $\beta \cong 1.562$, $\gamma \cong 1.572$.

Проинтегрировав при аналогичных условиях уравнение (12), получим

$$r_g = \left(\frac{6B^*}{x(5 - 3x)} t \right)^{1/3}, \quad (19)$$

$$r_k = \left(\frac{6B^*(5 - 3x)^2}{x(6 - 3x)^3} t \right)^{1/3}, \quad (20)$$

где $B^* = \frac{2\sigma v_m C_\infty D_v}{R^* T}$.

Второй предельный случай соответствует значению $x = 1$

$$r_g^3 = \frac{3}{2} B^* t, \quad r_k^3 = \frac{4}{9} B^* t, \quad \frac{r_g}{r_k} = \frac{3}{2}, \quad (21)$$

а распределение по размерам описывается функцией Лифшица–Слезова

$$g(u) = u^2 (1 - u)^{-11/3} (u + 2)^{-7/3} \exp\left(\frac{1}{1 - u}\right). \quad (22)$$

3. Распределение по размерам

Для определения функции распределения по размерам в интервале $0 \leq x \leq 1$ ее представляют в виде [12]

$$f(r, t) = \varphi(r_g) g(u), \quad (23)$$

где $g(u)$ — распределение частиц по относительным размерам $u = \frac{r}{r_g}$. Из закона сохранения массы M дисперсной фазы

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

после подстановки в него $f(r, t)$ из (23) находим $\varphi(r_g)$

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

где

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

ρ — плотность частиц.

Если в (4) вместо $f(r, t)$ и \dot{r} подставить их значения из (22) и (12) (или (11)), а затем перейти от дифференцирования по r и t к дифференцированию по u , то в (4) разделяются переменные

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

где учтено, что $v = \frac{\dot{r}^3}{B^*}$, $v_g = \frac{\dot{r}_g^3}{B^*}$, $\frac{du}{dr} = \frac{1}{r_g}$, $\frac{dv}{dr_g} = -\frac{v}{r_g}$, значению константы B^* соответствует (19).

После подстановки в (26) значений $v = \left(\frac{1-x}{x} \frac{1}{u^3} + 1\right) \times \left(\frac{6-3x}{5-3x} u - 1\right)$ и $v_g = \frac{1}{x(5-3x)}$ и разложения в знаменателе многочлена шестой степени на простые множители (26) принимает вид

$$\frac{fg(u)}{g(u)} = - \frac{4u^6 + u^4(6x - 3x^3) - 2u^3(5x - 3x^2) + 4u(3x^2 - 9x + 6) - 5(3x^2 - 8x + 5)}{u(1-u)^2(u^2 + au + d)(u^2 + bu + p)} du, \quad (27)$$

где $a = \frac{A'+n}{2}$, $b = \frac{A'-n}{2}$, $d = \frac{E'+m}{2b}$, $p = \frac{E'-m}{2a}$, $A' = 2$, $E' = 3x^2 - 7x + 4$, $m = \frac{(A'^2 - n^2)M - 2A'E'}{2(a-b)}$, $n = \sqrt{A'^2 - 4B' + 8\sqrt{D'}}$, $M = 2\sqrt{D'}$, $D' = 3x^2 - 8x + 5$, $B' = 3x^2 - 6x + 3$ (для проверки $A' = a + b$, $B' = ab + d + p$, $E' = ap + bd$, $D' = dp$, $2E' = A'M - n\sqrt{M^2 - 4D'}$).

Проинтегрировав (27), получаем аналитический вид функции распределения по относительным размерам для любого $0 \leq x \leq 1$

$$g(u) = \frac{u^5 (u^2 + au + d)^{\frac{b}{2}} (u^2 + bu + p)^{\frac{a}{2}}}{(1-u)^B} \exp\left(\frac{C}{1-u}\right) \times \exp\left(\frac{E - \frac{Da}{2} \operatorname{arctg} \frac{u + \frac{a}{2}}{\sqrt{d - \frac{a^2}{4}}}}{\sqrt{d - \frac{a^2}{4}}}\right), \quad (28)$$

где коэффициенты D , F , C , E , B , A и G находятся путем матричного решения (метод Гаусса) системы из семи уравнений, получаемой при интегрировании (27).

4. Обсуждение

На рис. 2, *a* приведены кривые, соответствующие распределению по размерам (28), рассчитанные при различных значениях x . В выбранном масштабе изобразить кривую при $x = 1$ (распределение Лифшица–Слезова) на рисунке не представляется возможным. Поэтому она показана в другом масштабе на вставке.

Хорошо видно, что максимумы кривых, достигаемые в точке u' , с ростом x уменьшаются, принимая минимальное значение для кривой $x = 1$. Само значение u' для заданного x определяется из уравнения

$$4u^6 + u^4(6x - 3x^2) - 2u^3(5x - 3x^2) + 4u(3x^2 - 9x + 6) - 5(3x^2 - 8x + 5)|_{u=u'} = 0. \quad (29)$$

Как видно из рис. 2, *b*, на котором приведены эти же кривые, нормированные на свои максимумы, с ростом x значения u' сдвигаются влево, т.е. уменьшаются (см. вставку).

В другом нормированном по координатным осям виде рассчитанные кривые на рис. 2, *b* удобны для сравнения с аналогично нормированными экспериментальными гистограммами.

На рис. 3 показаны результаты сравнения экспериментальной гистограммы с распределением Лифшица–Слезова (*a*) и распределением (28) при $x = 0.7$ (*b*). Автор работы [25] считает, что приведенная на рис. 3 экспериментальная гистограмма из работы [26], соответствующая распределению по размерам нанокристаллов CdS, априори описывается распределением Лифшица–Слезова. Однако, как видно из рис. 3, *b*, рассчитанная нами кривая является более узкой и лучше охватывает гистограмму, чем кривая на рис. 3, *a*. Это означает, что формирование в процессе ОС квантовых точек CdS, получаемых методами химического осаждения, происходит в условиях смешанной диффузии с долевым участием примерно 70% матричной ($x = 0.7$) и 30% дислокационной ($x = 0.3$) диффузии. При этом важно, что увеличение со временем нанокристаллов CdS

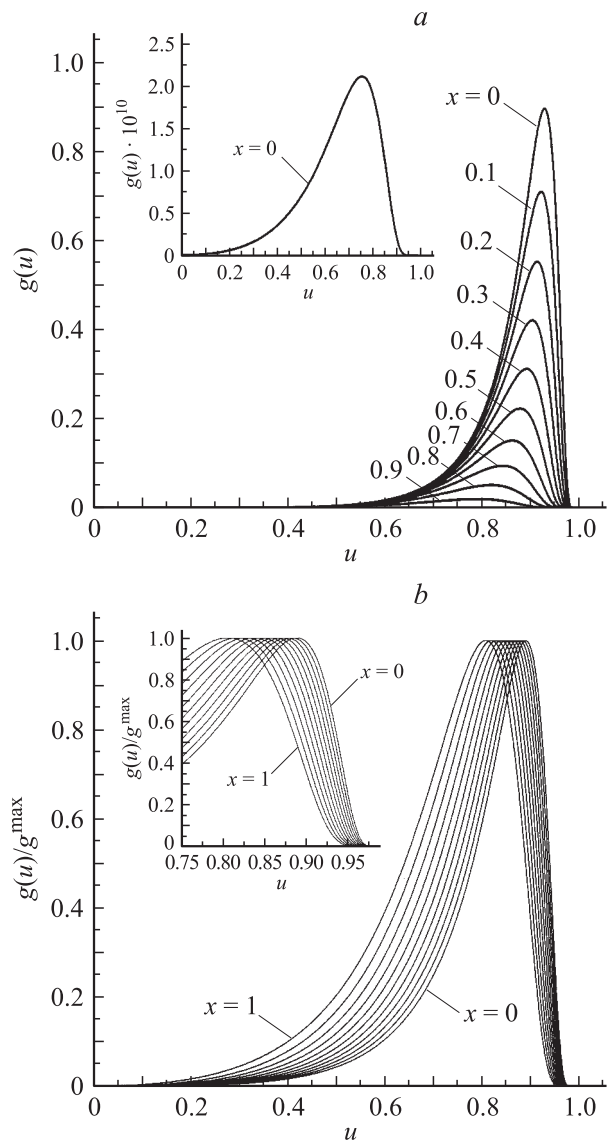


Рис. 2. Распределение по размерам (28) для различных значений x (*a*), эти же распределения, нормированные на свои максимумы (*b*).

подчиняется кубическому закону $\langle r \rangle^3 \sim t$, формула (20). Это свидетельствует, во-первых, что само распределение по размерам формируется в процессе ОС и, во-вторых, что рост нанокристаллов CdS в основном лимитируется матричной диффузией с указанным выше долевым вкладом дислокационной диффузии.

Отметим, что существует ряд массивов квантовых точек полупроводниковых соединений II–VI, получаемых методами химического осаждения, размером от 1 до 5 nm [25], для которых распределение по размерам является более узким, чем распределение Лифшица–Слезова. Подобно тому как кристаллические решетки многих веществ обеспечиваются одновременным действием различных типов связи, рост кристаллов происходит в условиях смешанной диффузии, где может преобладать только один из ее видов (матричная, поверхностная, дислокационная, диффузия по границам зерен и т.п.).

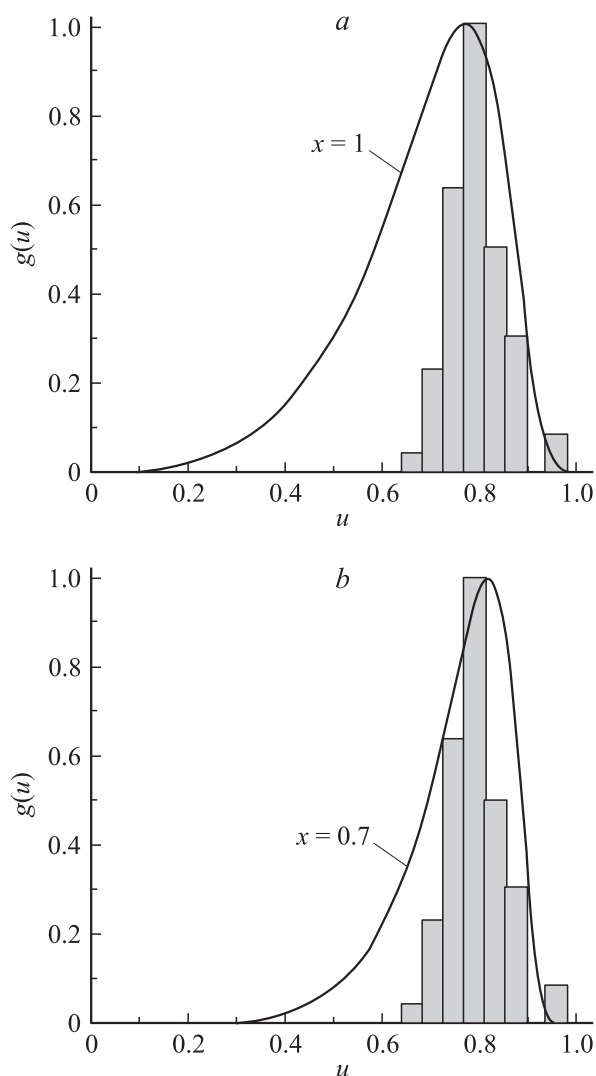


Рис. 3. Сравнение экспериментальной гистограммы для нанокристаллов CdS [26] с теоретической кривой: *a* — распределение Лифшица–Слезова, *b* — распределение (28) при $x = 0.7$.

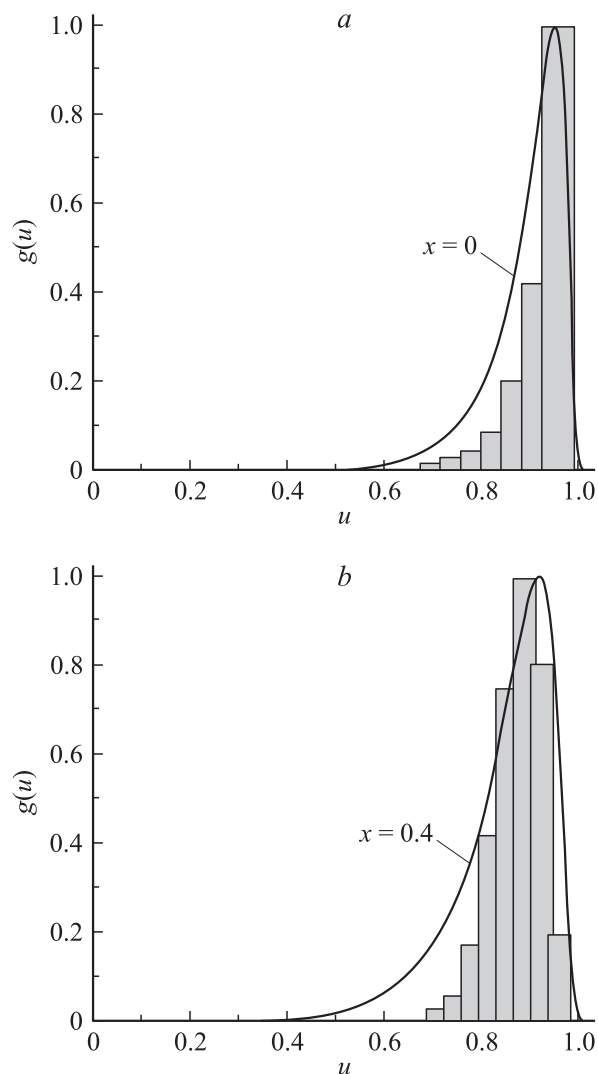


Рис. 4. Пример случайного совпадения экспериментальной гистограммы с теоретической кривой (28) для гетерогенного зарождения нанокристаллов алюминия [29], когда стадия ОС еще не наступила: *a* — $x = 0$, *b* — 0.4.

Следует отметить, что идея об одновременном действии нескольких механизмов массопереноса диффузии была высказана ранее в ряде работ, например, в [27,28]. Однако в аналитическом виде функция распределения частиц по размерам, когерентно сопряженных с матрицей (28), при одновременном действии двух механизмов массопереноса — диффузии вдоль дислокаций и матричной диффузии — впервые получена в настоящей работе.

Укажем еще на одно важное обстоятельство, связанное с изучением механизмов укрупнения частиц в процессе ОС. Оказывается, что одно только сравнение экспериментальных гистограмм с теоретически рассчитанными кривыми не позволяет однозначно ответить на вопрос, каким является механизм роста частиц и наступила ли стадия ОС. Здесь дополнительно нужны временные зависимости для средних размеров частиц $\langle r \rangle$.

Например на рис. 4 показано сравнение экспериментальных гистограмм для нанокристаллов алюминия, полученных при отжиге аморфного сплава $\text{Al}_{86}\text{Ni}_{11}\text{Yb}_3$ [29], с теоретической кривой (28); $a - x = 0$, $b - 0.4$. Относительно хорошее совпадение, однако, является случайным. Здесь, как показали авторы работы [29], теория ЛСВ не работает. Рост нанокристаллов алюминия подчиняется параболической зависимости $\langle r \rangle \sim t^{1/2}$, а не зависимости $\langle r \rangle \sim r^{1/6}$. Гистограммы на рис. 4 соответствуют гетерогенному зарождению кристаллов алюминия, что предшествует явлению ОС, наступающему значительно позже.

Таким образом, для оценки доли (процента) каждой из составляющих j_d и j_v в диффузионном потоке необходимо сравнивать как экспериментальные гистограммы с теоретически рассчитанными кривыми, так и временные зависимости для средних (критических) размеров частиц. В случае металлических сплавов, упрочненных дисперсными частицами, это позволяет устанавливать механизм укрупнения частиц, а для квазинульмерных полупроводниковых структур изучать формирование в процессе ОС нанокристаллов (квантовых точек), получаемых методами химического осаждения.

Список литературы

- [1] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. УФН **168**, 1083 (1998).
- [2] И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. ЖЭТФ **35**, 479 (1958).
- [3] I.M. Lifshits, V.V. Slezov. J. Phys. Chem. Solids **19**, 35 (1961).
- [4] C. Wagner. Zs. Electrochem. **65**, 581 (1961).
- [5] В.В. Слезов. ФТТ **9**, 1187 (1967).
- [6] Н.О.К. Kirchner. Metall. Trans. **2**, 2861 (1971).
- [7] В.К. Chakraverty. J. Phys. Chem. Solids **28**, 2401 (1967).
- [8] Р.Д. Венгреневич. УФЖ **22**, 219 (1977).
- [9] Н. Kreye. Zs. Metallkunde **61**, 108 (1970).
- [10] A.J. Ardell. Acta Metall. **20**, 602 (1972).
- [11] Р.Д. Венгреневич. ФММ **39**, 435 (1975).
- [12] R.D. Vengrenovitch. Acta Metall. **30**, 1079 (1982).
- [13] Р.Д. Венгреневич, Ю.В. Гудыма, С.В. Ярема. ФММ **91**, 16 (2001).
- [14] R.D. Vengrenovich, Yu.V. Gudyma, S.V. Yarema. Skripta Materialia **46**, 363 (2002).
- [15] M.C. Bartelt, J.W. Evans. Phys. Rev. B **46**, 12675 (1992).
- [16] N.C. Bartelt, W. Theis, R.M. Tromp. Phys. Rev. B **54**, 11741 (1996).
- [17] I. Goldfarb, P.T. Hayden, J.H.G. Owen, G.A.D. Briggs. Phys. Rev. Lett. **78**, 3959 (1997); Phys. Rev. B **56**, 10459 (1997).
- [18] B.A. Joyce, D.D. Vvedensky, A.R. Avery, J.G. Belk, H.T. Dobbs, T.S. Jones. Appl. Surf. Sci. **130–132**, 357 (1998).
- [19] T.I. Kamins, G. Medeiros-Ribeiro, D.A.A. Ohlberg, R. Stanley Williams. J. Appl. Phys. **85**, 1159 (1999).
- [20] Р.Д. Венгреневич, Ю.В. Гудыма, С.В. Ярема. ФТП **35**, 1440 (2001).
- [21] R.D. Vengrenovich, Yu.V. Gudyma, S.V. Yarema. Phys. Stat. Sol. (b) **242**, 881 (2005).
- [22] Р.Д. Венгреневич, Ю.В. Гудыма. ФТТ **43**, 1171 (2001).
- [23] R.D. Vengrenovich, Yu.V. Gudyma, D.D. Nikirsa. J. Phys.: Condens. Matter. **13**, 2947 (2001).

- [24] В.В. Кондратьев, Ю.М. Устюгов. ФММ **64**, 858 (1987).
- [25] С.В. Гапоненко. ФТП **30**, 577 (1996).
- [26] L. Katsikas, A. Eychmuller, M. Giersig, H. Weller. Chem. Phys. Lett. **172**, 201 (1990).
- [27] V.V. Slezov, V.V. Sagalovich, L.V. Tanatarov. J. Phys. Chem. Sol. **39**, 705 (1978).
- [28] В.В. Слезов, В.В. Сагалович. УФН **151**, 67 (1987).
- [29] А.С. Аронин, А.Г. Абросимова, Ю.В. Кирьянов. ФТТ **43**, 1925 (2001).