УДК 539.216:548.5

МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ОСТРОВКОВ, РАСТУЩИХ ИЗ ПАРА НА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С.А.Кукушкин, А.В.Осипов

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург
Поступило в Редакцию 22 апреля 1994 г.

Исследована устойчивость формы дискообразного кластера, растущего на подложке из пара адсорбированных частиц. Исследование проведено разложением в ряд по косинусам малого отклонения формы островка от диска и последующим вычислением зависимости коэффициентов разложения от времени. Помимо процесса диффузии адатомов к островку и зависимости равновесной концентрации от кривизны, учитываются кинетические явления на поверхности островка, анизотропия межфазной энергии и поверхностная диффузия. Показано, что процесс реиспарения адатомов с подложки приводит к существенному изменению критерия возникновения неустойчивости формы роста по сравнению с трехмерным случаем. Данная мода возбуждается только в том случае, если радиус кластера лежит в определенном интервале. Получен также критерий огранки островков.

Как известно, исследование процессов зарождения и роста тонких пленок представляет значительный научный и практический интерес [1,2]. В связи с этим большое внимание уделяется изучению механизмов роста отдельных кластеров на подложке. В [3] была построена теория роста кластеров из пара на подложке в стационарном приближении и показано, что рост за счет поглощения адатомов с поверхности подложки преобладает над ростом непосредственно из пара. Было также найдено, что если встраивание адатомов в островок пртекает достаточно медленно, то оно лимитирует рост кластеров, в противном случае лимитирующим является процесс диффузии адсорбированных атомов к островку [3]. Метод учета влияния других островков при диффузионном росте был предложен в [4]. В [5,6] построена теория нестационарного диффузионного роста островка с учетом движения его границы и показано, что при размерах островка меньших длины диффузионного пробега адатомов эффекты нестационарности играют важную роль. Влияние неизотермических эффектов на зарождение и рост островка исследовано в [7]. Во всех моделях предполагалось, что кластеры на поверхности не меняют своей формы в процессе роста. На самом деле многочисленные эксперименты показывают, что форма кластеров с течением времени меняется. Она либо ограняется, либо, наоборот, становится неустойчивой или дендритной (см. обзоры [1,2] и ссылки в них). Этот факт существенно влияет как на стадию зарождения пленок [8], так и на стадию оствальдовского созревания [9]. В трехмерном случае морфологическая устойчивость сферической частицы, растущей из раствора и расплава, изучена в ставшей уже классической работе [10]. В настоящей статье методика работы [10] перенесена на случай роста тонких пленок и учтен ряд дополнительных эффектов.

1. Морфологическая устойчивость дискообразного кластера, растущего за счет диффузии адатомов

Рассмотрим вначале наиболее простую модель. Будем считать, что форма плоского кластера высоты h, растущего на подложке за счет диффузии адатомов, слабо отличается от формы диска высоты h и радиуса R_0. Тогда уравнение поверхности кластера в полярных координатах (в системе, связанной с центром кластера) будет иметь вид

$$R(\varphi) = R_0 \left(1 + \sum_{\nu=0}^{\infty} \varepsilon_\nu \cos \nu\varphi\right), \tag{1}$$

где $\varepsilon_\nu \ll 1$ — коэффициенты разложения отклонения формы кластера от диска по косинусам, φ — угол в полярных кординатах. Изменение величин ε_ν со временем означает изменение формы островка в процессе роста. Кривизна поверхности островка в каждой точке равна

$$K = \frac{1}{R} - \frac{R''}{R^2} = \frac{1}{R_0}\left[1 + \sum_{\nu=0}^{\infty}(\nu^2 - 1)\varepsilon_\nu \cos \nu\varphi\right]. \tag{2}$$

Слагаемые, содержащие степени ε_ν выше первой, в (2) опущены ввиду их малости. Отсюда легко находится концентрация адатомов, находящихся в равновесии с кластером данной формы.

$$n_e = n_0 \exp(\gamma K) = n_0 e^{\gamma/R_0}\left[1 + \frac{\gamma}{R_0}\sum_{\nu=0}^{\infty}(\nu^2 - 1)\varepsilon_\nu \cos \nu\varphi\right], \tag{3}$$

n_0 — равновесная концентрация адатомов, $\gamma = \sigma w/kT$, σ — межфазная энергия, которая пока считается изотропной, w - объем, занимаемый одной частицей в кластере. Распределение адатомов вокруг островка в квазистационарном приближении [3,6] описывается изотропным уравнением диффузии

$$\left.\begin{aligned} &D\left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial n}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 n}{\partial \varphi^2}\right) + J - \frac{n}{\tau} = 0,\\ &n(\infty,\varphi) = 0, \quad n(R(\varphi)) = n_0 e^{\gamma/R_0}\left[1 + \frac{\gamma}{R}\sum_{\nu=0}^{\infty}(\nu^2 - 1)\varepsilon_\nu \cos \nu\varphi\right], \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

где D — изотропный коэффициент диффузии, J — плотность потока напыляемых атомов на подложку, τ — характерное время реиспарения адатомов. Здесь считается, что встраивание атомов в островок происходит очень быстро, поэтому концентрация адатомов вблизи границы кластера совпадает с n_e. Из (1), (4) находится распределение адатомов по подложке

$$n(r,\varphi) = J\tau - \left(J\tau - n_0 e^{\gamma/R_0}\right)\frac{K_0(r/\sqrt{D\tau})}{K_0(R_0/\sqrt{D\tau})} + \sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{K_\nu(r/\sqrt{D\tau})}{K_\nu(R_0/\sqrt{R_0/D\tau})}\times$$

$$\times\left[(\nu^2-1)n_0\frac{\gamma}{R_0} - \frac{R_0}{\sqrt{D\tau}}\left(J\tau - n_0 e^{\gamma/R_0}\right)\frac{K_1(R_0/\sqrt{D\tau})}{K_0(R_0/\sqrt{D\tau})}\right]\varepsilon_\nu\cos\nu\varphi, \qquad (5)$$

где K_ν — функция Макдональда порядка ν. Скорость роста островка v определяется главным образом диффузионным потоком адатомов к границе островка [10], т. е.

$$v = \frac{dR_0}{dt}\left(1+\sum_{\nu=0}^{\infty}\varepsilon_\nu\cos\nu\varphi\right) + R_0\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{d\varepsilon_\nu}{dt}\cos\nu\varphi = \frac{Dw}{h}\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_{r=R(\varphi)}. \qquad (6)$$

Подставляя (5) в (6) и приравнивая коэффициенты при $\cos\varphi$, окончательно получим

$$\frac{dR_0}{dt} = \frac{Dwn_0}{h\sqrt{D\tau}}\left(e^{\gamma/R_c} - e^{\gamma/R_0}\right)\frac{K_1}{K_0}, \qquad (7)$$

$$\frac{d\varepsilon_\nu}{dt} = \frac{wn_0}{h\tau}\left(e^{\gamma/R_c} - e^{\gamma/R_0}\right)\left\{\frac{K_1}{K_0}\left[(\nu-1)\frac{\sqrt{D\tau}}{R_0} + \frac{K_{\nu-1}}{K_\nu}\right] - 1 -\right.$$

$$\left. - \frac{\sqrt{D\tau}}{R_0}\left[(\nu^2-1)\frac{\gamma/R_0}{e^{\gamma/R_c} - e^{\gamma/R_0}}\left(\frac{K_{\nu-1}}{K_\nu} + \nu\frac{\sqrt{D\tau}}{R_0}\right) + \frac{K_1}{K_0}\right]\right\}\varepsilon_\nu. \qquad (8)$$

Здесь R_c — радиус критического зародыша, определяемый условием $J\tau = n_0\exp(\gamma/R_c)$, аргументы всех функций Макдональда равны $R_0/\sqrt{D\tau}$. Формула (7), естественно, совпадает с соответствующим результатом работы [3], полученным при использовании предположения о постоянстве формы островка. Изменение формы описывается уравнением (8). Если при некоторых ν выражение в фигурных скобках в (8) больше нуля, то моды с этими номерами будут увеличиваться, искажая форму кластера, остальные моды будут затухать. Причина, по которой возникает морфологическая неустойчивость, заключается в том, что наиболее удаленные от центра участки поверхности островка оказываются в области более сильных градиентов концентрации, несмотря на увеличение равновесной концентрации адатомов. В результате островок приобретает дендритную форму.

Исследуем уравнение (8) подробнее. Будем считать для простоты, что $R_c \gg \gamma$ и $R_0 \gg \gamma$, и воспользуемся асимптотическим выражением для $K_\nu(x)$, справедливым для достаточно больших значений аргумента x.

$$K_\nu(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}}e^{-x}\left[1 + \frac{\nu^2-1/4}{2x} + \frac{(\nu^2-1/4)(\nu^2-9/4)}{8x^2} + \ldots\right], \qquad (9)$$

тогда (8) после преобразований принимает вид

$$\frac{d\varepsilon_\nu}{dt} = \frac{w\sqrt{D\tau}}{hR_0}\left(J - \frac{n_0}{\tau}\right)\left(1 - \frac{R_1}{R_0}\right)\left(\frac{R_2}{R_0} - 1\right)\varepsilon_\nu, \tag{10}$$

где $R_1(\nu)$ и $R_2(\nu)$ равны

$$R_1 = (\nu^2 - 1)\sqrt{D\tau}/4 - (\nu^2/2 - 1)R_0 -$$

$$- \sqrt{\left[(\nu^2 - 1)\sqrt{D\tau}/4 - (\nu^2/2 - 1)R_c\right]^2 - (\nu^2 - 1)R_c\sqrt{D\tau}/2}, \tag{11}$$

$$R_2 = (\nu^2 - 1)\sqrt{D\tau}/4 - (\nu^2/2 - 1)R_c +$$

$$+ \sqrt{\left[(\nu^2 - 1)\sqrt{D\tau}/4 - (\nu^2/2 - 1)R_c\right]^2 - (\nu^2 - 1)R_c\sqrt{D\tau}/2}. \tag{12}$$

Если $R_c/\sqrt{D\tau} \ll 1$, то $R_1 = R_c$, $R_2 = [(\nu^2 - 1)/2]\sqrt{D\tau}$. Из (10) видно, что для каждого $\nu \geqslant 2$ моды с соответствующими номерами растут только в интервале $R_1(\nu) < R_0 < R_2(\nu)$, достигая своего максимального значения $\varepsilon_\nu^{\max}$ при $R_0 = R_2$. Для того чтобы найти время, когда это происходит, решим уравнение (10), считая $R_0 \gg R_1$, $R_0 = v_0 t$ ($v_0 \equiv (J - n_0/\tau)w\sqrt{D\tau}/h$)

$$\varepsilon_\nu(t) = \varepsilon_\nu^{\max}\frac{t_\nu}{t}\exp\left(1 - \frac{t_\nu}{t}\right), \tag{13}$$

$$t_\nu = \frac{(\nu^2 - 1)h}{2w(J - n_0/\tau)}. \tag{14}$$

Из (1), (13) вытекает зависимость формы островка от времени

$$R(\varphi, t) = v_0 t\left[1 + \sum_{\nu=2}^{\infty}\varepsilon_\nu^{\max}\frac{t_\nu}{t}\exp\left(1 - \frac{t_\nu}{t}\right)\cos\nu\varphi\right] =$$

$$= v_0 t + \frac{\sqrt{D\tau}}{2}\sum_{\nu=2}^{\infty}(\nu^2 - 1)\varepsilon_\nu^{\max}\exp\left(1 - \frac{t_\nu}{t}\right)\cos\nu\varphi. \tag{15}$$

Здесь уже учтено, что моды с номерами $\nu = 0$ и $\nu = 1$ быстро затухают и не дают вклада в (15). Очевидно, при $t < t_\nu$ мода с номером ν быстро нарастает практически с нуля до $\varepsilon_\nu^{\max}$ ($\varepsilon_\nu = \varepsilon_\nu^{\max}/3$ при $t \doteq 0.304t_\nu$ и $t = 7.08t_\nu$), а затем убывает как $1/t$. Согласно выражению (14), вначале проявляется мода с номером $\nu = 2$, затем с $\nu = 3$ и т. д. В конечном счете это приводит к тому, что на некоторой стадии роста появляются дендриты.

2. Влияние на морфологическую устойчивость дополнительных эффектов: анизотропии межфазной энергии, поверхностной диффузии, кинетических явлений на поверхности островка

В проведенном выше исследовании был сделан ряд допущений, упрощающих физическую картину явления. Во-первых, межфазная энергия σ считалась изотропной. Это приводило к тому, что дискообразная форма кластера являлась его равновесной формой. На самом деле кристаллические кластеры являются в равновесии ограненными. Разложив в ряд по косинусам отклонение равновесной формы от диска, получим

$$R^0(\varphi) = R_0 \left(1 + \sum_{\nu=2}^{\infty} \varepsilon_\nu^0 \cos\nu\varphi\right), \tag{16}$$

где ε_ν^0 — равновесные значения ε_ν, следовательно, [11]

$$n_e = n_0 e^{\gamma/R_0}\left[1 + \frac{\gamma}{R_0}\sum_{\nu=2}^{\infty}(\nu^2-1)(\varepsilon_\nu - \varepsilon_\nu^0)\cos\nu\varphi\right]. \tag{17}$$

Во-вторых, в законе роста кластера (6) не учитывается процесс диффузии вдоль границы островка [12], который может быть существенным при достаточно малых R_0. Включение его в закон роста приводит к появлению в (8) дополнительного слагаемого $(D_s\gamma w/h^2R_0^4)\nu^2(\nu^2-1)(\varepsilon_\nu - \varepsilon_\nu^0)$, где D_s — коэффициент поверхностной диффузии.

В-третьих, если встраивание атомов в островок происходит достаточно медленно, то концентрация адатомов вблизи границы кластера n_b будет выше равновесной концентрации (17) и будет определяться уравнением

$$v = \frac{Dw}{h}\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_{r=R} = \alpha D\frac{w}{h\sqrt{D\tau}}(n_r - n_0), \tag{18}$$

где α — безразмерный коэффициент, характеризующий кинетику встраивания (встраивание, как и диффузия, предполагается изотропным). Если $\alpha \to \infty$, то $n_b \to n_e$, если $\alpha \to 0$, то $n_b \to J\tau$. Все три перечисленные эффекта приводят к следующему изменению уравнения для R_0 и ε_ν:

$$\frac{dR_0}{dt} = \frac{Dw}{h\sqrt{D\tau}}\frac{e^{\gamma/R_c} - e^{\gamma/R_0}}{(1/\alpha) + K_0/K_1}, \tag{19}$$

$$\frac{d\varepsilon_\nu}{dt} = \frac{wn_0}{h\tau}(e^{\gamma/R_c} - e^{\gamma/R_0})\left\{\frac{(K_1/K_0)[(\nu-1)\sqrt{D\tau}/R_0 + K_{\nu-1}/K_\nu] - 1}{(K_1/K_0\alpha + 1)(1 + K_{\nu-1}/K_\nu\alpha + \nu\sqrt{D\tau}/R_0\alpha)} - \right.$$

$$- \frac{\sqrt{D\tau}}{R_0}\left[(\nu^2-1)\frac{\gamma/R_0}{e^{\gamma/R_c} - e^{\gamma/R_0}}\frac{K_{\nu-1}/K_\nu + \nu\sqrt{D\tau}/R_0}{1 + K_{\nu-1}/K_\nu\alpha + \nu\sqrt{D\tau}/R_0\alpha} + \right.$$

$$\left.\left. + \frac{K_1/K_0}{1 + K_1/K_0\alpha}\right] - \nu^2(\nu^2-1)\frac{D_s\tau}{hn_0R_0^3}\frac{\gamma/R_0}{e^{\gamma/R_c} - e^{\gamma/R_0}}\right\}\left(\varepsilon_\nu - \frac{\varepsilon_\nu^0}{1+\varkappa_\nu}\right), \tag{20}$$

$$\varkappa_\nu = \frac{\nu - 2 + (R_0/\sqrt{D\tau})(K_{\nu-1}/K_\nu - K_0/K_1) - K_{\nu-1}/K_\nu\alpha - \nu\sqrt{D\tau}/R_0\alpha}{[\nu^2(D_s/D)\sqrt{D\tau}/hn_0R_0^2]\left(1+K_{\nu-1}/K_\nu\alpha+\nu\sqrt{D\tau}/R_0\alpha\right)+K_{\nu-1}/K_\nu+\nu\sqrt{D\tau}/R_0} \times$$

$$\times \frac{1}{\nu^2-1}\frac{R_0}{\gamma}\frac{e^{\gamma/R_c} - e^{\gamma/R_0}}{(1/\alpha) + K_0/K_1}. \tag{21}$$

Здесь $\varkappa_\nu$ — безразмерные константы, характеризующие степень огранки островков. Очевидно если выражение в фигурных скобках в (20) меньше нуля, то при больших временах $\varepsilon_\nu \to \varepsilon_\nu^0/(1+\varkappa_\nu)$. Если к тому же $|\varkappa_\nu| \ll 1$, то островок в процессе роста ограняется, стремясь к своей равновесной форме (16). В противном случае, когда выражение в фигурных скобках положительно, развиваются дендритные формы. Анализ показывает, что мода с номером ν растет лишь в том случае, если радиус кластера находится в определенных пределах $R_1(\nu) < R_0 < R_2(\nu)$ (причем для некоторых первых значений ν $d\varepsilon_\nu/dt < 0$ при всех R_0). Таким образом, все три эффекта, указанных выше, не изменяют качественно картину морфологической устойчивости, однако существенно изменяют ее количественно. Воспользовавшись асимптотикой функции Макдональда (9), можно упростить (20) и (21), считая $R_0\sqrt{D\tau}$ достаточно большим, а γ/R_c и γ/R_0 — малыми,

$$\frac{d\varepsilon_\nu}{dt} = \frac{(\nu^2-1)\gamma w D n_0}{(1+1/\alpha)R_0^2 h}\left(\frac{1}{R_c} - \frac{1}{R_0}\right)\left[\frac{1}{2(1+1/\alpha)} - \frac{R_0/\sqrt{D\tau}}{\nu^2-1} - \frac{R_c/\sqrt{D\tau}}{1-R_c/R_0} - \right.$$

$$\left. - \frac{\nu^2 R_c(1+1/\alpha)D_s}{hn_0R_0^2(1-R_c/R_0)D}\right]\left(\varepsilon_\nu - \frac{\varepsilon_\nu^0}{1+\varkappa_\nu}\right), \tag{22}$$

$$\varkappa_\nu = \left(\frac{R_0}{R_c} - 1\right)\left[\frac{\sqrt{D\tau}/R_0}{2(1+1/\alpha)} - \frac{1}{\nu^2-1}\right]\left[1 + \frac{\nu^2\sqrt{D\tau}D_s}{hn_0R_0^2D}\left(1+\frac{1}{\alpha}\right)\right]^{-1}. \tag{23}$$

Из (22) вытекают приближенные выражения для R_1 и R_2 при условии, что $R/\sqrt{D\tau} \ll 1$.

$$R_1(\nu) \sim \nu\sqrt{2(1+1/\alpha)R_cD_s/hn_0D}, \tag{24}$$

$$R_2(\nu) \sim \frac{\nu^2-1}{2}\frac{\sqrt{D\tau}}{1+1/\alpha}. \tag{25}$$

Если при некоторых ν $R_1 > R_2$ (что возможно лишь при недостаточно малых $R_c\sqrt{D\tau}$), то данная мода вообще не возбуждается. Очевидно, поверхностная диффузия увеличивает R_1, оставляя R_2 почти неизменным, а кинетические явления увеличивают R_1 и уменьшают R_2. Огранка кластеров, как следует из (23), происходит в довольно узкой области вблизи критического размера. Поскольку условие $|\varkappa_\nu| \ll 1$ выполняется для $\alpha \to \infty$ примерно при $3R_c/4 < R_0 < 3R_c/2$, то на практике огранка кластеров протекает лишь на стадии оствальдовского созревания, когда бо́льшие кластеры растут за счет испарения меньших [9]. Уменьшение α расширяет область значений R_0, где $|\varkappa_\nu| \ll 1$, поэтому медленное встраивание атомов в островок улучшает его огранку.

3. Обсуждение результатов

Выше была исследована устойчивость формы дискообразного кластера, растущего на твердой подложке из пара адсорбированных частиц. Показано, что мода с номером ν возбуждается только в том случае, если радиус кластера лежит в определенном интервале $R_1(\nu) < R_0 < R_2(\nu)$. Именно в этом заключается главное отличие неустойчивости формы поверхностного кластера от соответствующего трехмерного случая роста цилиндра из раствора [12], в котором неустойчивость растет при всех R_0, больших некоторого $R_*(\nu)$. Это отличие обусловлено поступлением и убылью частиц с подложки. Отметим еще одну особенность, которой обладает неустойчивость при росте тонких пленок. Мода с номером $\nu = 2$ может привести к искажению формы поверхностного кластера, тогда как при росте цилиндра из раствора эта мода всегда затухает [12] (мода $\nu = 2$ возбуждается лишь при достаточно малых $R_c/\sqrt{D\tau}$). Учет дополнительных эффектов, а именно поверхностной диффузии и кинетических явлений на межфазной границе приводит к существенным поправкам. В частности, поверхностная диффузия заметно увеличивает R_1, а замедление встраивания атомов в островок увеличивает R_1 и уменьшает R_2, делая иногда первые моды невозбуждаемыми. В частности, при $\alpha = 1$, $R_c/\sqrt{D\tau} = 3 \cdot 10^{-2}$, $n_0 h\sqrt{D\tau} = 3 \cdot 10^{-2}$ моды $\nu = 2$ и $\nu = 3$ не возбуждается, мода с номером $\nu = 4$ нарастает лишь в интервале $0.8 < R_0\sqrt{D\tau} < 1.6$. Кинетика нарастания мод и, следовательно, искажений формы островка описывается уравнениями (19), (20). В простейшем случае диффузионного роста без учета диффузии вдоль межфазной границы форма кластера и характерное время возбуждения различных мод оцениваются с помощью выражений (14), (15). Видно, что все моды возбуждаются по очереди, причем нарастание амплитуд ε_ν от 0 до $\varepsilon_\nu^{\max}$ происходит очень быстро, а затухание — довольно медленно (как $1/t$). При пересыщении $J\tau/n_0 - 1 = 4$ и $h/wn_0 = 10^2$ амплитуда моды с номером $\nu = 3$ достигает своего максимального значения в момент времени $t_3 = 10^2\tau$. Если радиус островка не только меньше $R_1(\nu)$ для наименьшего возбуждаемого ν, но и настолько близок к R_c, что $|\varkappa_\nu| \ll 1$, то в этом случае при росте кластера происходит его огранка. Критерий огранки $|\varkappa_\nu| \ll 1$ может несколько измениться при учете анизотропии диффузии и встраивания. Управляя морфологией кластеров с помощью величин R_c и $\sqrt{D\tau}$, зависящих от мощности источника напыляемых атомов и температуры подложки, можно управлять структурой пленок, так как она во многом зависит от формы кластеров к моменту их слияния в сплошной слой. Если, например, необходимо получить пленку, состоящую из хорошо ограненных зерен, то следует уменьшая J по степенному закону выйти на режим оствальдовского созревания [9]. Если же наоборот нужно напылить пленку, имеющую дендритную структуру, то нужно выбрать мощность источника и температуру так, чтобы, во-первых, обеспечивался диффузионный режим роста с достаточно малым $R_c/\sqrt{D\tau}$ и, во-вторых, размер островков к моменту образования сплошного слоя примерно на порядок превышал длину диффузионного пробега.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код 93-03-5351).

Список литературы

[1] Lewis B., Anderson J.C. Nucleation and growth of thin films. N.Y.: Acad. Press, 1978. 504 p.

[2] Kern R., Le Lay G., Metois J.J. // Curr. Top. Mat. Sci. 1979. V. 3. P. 139–419.

[3] Sigsbee R.A. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 10. P. 3904–3915.

[4] Enomoto Y., Kato R. // J. Phys.: Cond Matter. 1990. V. 2. P. 1923–1926.

[5] Осипов А.В. // Металлофизика. 1988. Т. 10. № 6. С. 97–99.

[6] Осипов А.В. // Поверхность. 1992. № 5. С. 12–15.

[7] Кукушкин С.А., Осипов А.В. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 6. С. 1492–1498.

[8] Osipov A.V. // Thin Solid Films. 1993. V. 227. P. 111–118.

[9] Kukushkin S.A. // Thin Solid Films. 1992. V. 207. P. 302–312.

[10] Маллинз В., Секерка Р. // Проблемы роста кристаллов. М.: Мир, 1968. С. 89–105.

[11] Кан Д. // Проблемы роста кристаллов. М.: Мир, 1968. С. 127–145.

[12] Coriell S.R., Parker R.L. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 4. P. 1548–1550.