

Переход от термодинамического режима формирования квантовых точек в системе InAs/GaAs(100) к кинетическому

© Ю.Г. Мусихин*[¶], Г.Э. Цырлин**+, В.Г. Дубровский*, Ю.Б. Самсоненко**+,
А.А. Тонких**+, Н.А. Берт*, В.М. Устинов*

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

+ Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
190083 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9 ноября 2004 г. Принята к печати 25 ноября 2004 г.)

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования процессов формирования квантовых точек в системе InAs/GaAs(100) при докритической толщине осажденного InAs (1.5–1.6 монослоев). Показано, что в докритической области толщины (менее 1.6 монослоев InAs) плотность квантовых точек возрастает, а их размер убывает с увеличением температуры и не зависит от скорости осаждения. В закритической области (более 1.8 монослоев InAs) плотность квантовых точек возрастает, а их размер убывает при уменьшении температуры и увеличении скорости осаждения. Наблюдаемый эффект связан с переходом от термодинамического режима формирования квантовых точек вблизи критической толщины к кинетическому.

1. Введение

Уникальные свойства полупроводниковых гетероструктур на основе квантовых точек (КТ), связанные с атомоподобным спектром энергетических состояний в КТ, делают их весьма перспективными для применений в современной опто- и микроэлектронике [1–3]. Одной из важнейших задач в физике и технологии прямого получения КТ методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) является исследование механизмов их формирования, необходимое для контролируемого выращивания ансамблей КТ с заданными свойствами. До недавнего времени считалось общепризнанным [2], что формирование упругонапряженных КТ в полупроводниковых системах, рассогласованных по параметру решетки (например, в системе материалов InAs/GaAs(100) с рассогласованием решеток $\varepsilon_0 = 7\%$), может происходить только тогда, когда общее количество осажденного на поверхность материала H_0 превосходит некоторую критическую толщину H_c . Эта критическая толщина уменьшается с увеличением рассогласования решеток и для системы материалов InAs/GaAs(100) при типичных ростовых температурах составляет примерно 1.7 монослоя (ML) [4–7]. Однако в некоторых работах (например, в [8]) ранее указывалось на экспериментальное обнаружение InAs КТ и при докритических толщинах осажденного InAs — менее 1.6 ML. Вопрос о природе критической толщины важен, в частности, для ответа на вопрос о том, являются ли наблюдаемые в эксперименте структурные свойства ансамблей КТ термодинамически или кинетически контролируемые [9–15].

Настоящая работа является продолжением цикла экспериментальных [11–13] и теоретических [12–15] работ авторов, посвященных исследованию возможностей и закономерностей формирования КТ. В работах [11,12]

формирование докритических InAs КТ на поверхности GaAs(100) было экспериментально обнаружено методами дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) и фотолюминесценции. Для проведения системного анализа докритических КТ полученные ранее результаты в настоящей работе будут дополнены данными просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). После этого полученные экспериментальные данные будут проанализированы с позиций кинетической теории формирования когерентных островков в рассогласованных гетероэпитаксиальных системах [12–15].

2. Эксперимент

Исследуемые образцы были выращены методом МПЭ на установке ЭП1203. В качестве подложек использовались монокристаллические полуизолирующие пластины арсенида галлия с ориентацией поверхности (100). Образцы выращивались по следующей схеме. На буферный слой GaAs, выращенный при температуре 580°C, осаждался слой InAs, толщина которого составляла 1.6 монослоя (ML), для первой серии образцов и 1.5 ML — для второй. Ростовые температуры, при которых происходило осаждение слоя InAs, не превышали 485°C. Скорость осаждения InAs для всех исследуемых образцов составляла 0.05 ML/с. После осаждения InAs поверхность подложки выдерживалась некоторое время в потоке As₄, затем на нее осаждался покрывающий слой GaAs толщиной 5 нм при той же температуре подложки. Далее температура подложки поднималась до 585°C и происходил рост 50 нм GaAs. Таким образом, были получены две серии образцов. В первой серии InAs осаждался на поверхность GaAs при температурах 485, 450 и 420°C, причем толщина InAs-слоя составляла 1.6 ML. Во второй серии InAs осаждался при тех же температурах, но толщина слоя была 1.5 ML. Заметим,

[¶] E-mail: musikhin@mail.ioffe.ru

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов

Образец	Толщина InAs, ML	T , °C	Время формирования, с
1a	1.6	485	13
1b	1.6	450	4
1c	1.6	420	2
2a	1.5	485	> 90
2b	1.5	450	20
2c	1.5	420	15

что для каждого образца было различным время выдержки поверхности после стадии осаждения InAs. Наличие этапа выдержки необходимо для того, чтобы сформировать упругонапряженный ансамбль InAs-островков из начальной пленки с малой степенью метастабильности. Появление островков InAs на поверхности структуры наблюдалось по характерным изменениям картин ДБЭО.

В табл. 1 сведены основные параметры и результаты измерений исследуемых образцов. Отметим особенности формирования InAs-квантовых точек при докритических толщинах осажденного материала на следующем примере. *In situ* наблюдения за ДБЭО картинками показали, что сразу после осаждения InAs-слоя толщиной 1.5–1.6 ML на поверхности не происходит образования островков. Дифракционные картины в этом случае оставались линейчатыми, и на них были видны лишь основные ($0n$) рефлексы. Следующая за осаждением InAs стадия выдержки в потоке As_4 приводила (в большинстве случаев) к кардинальному изменению ДБЭО картин. Нами наблюдалось характерное для островкового роста [4] появление объемных дифракционных рефлексов. После появления объемных рефлексов поверхность образцов выдерживалась еще некоторое время под потоком As_4 , что приводило к появлению на ней наклонных линейчатых рефлексов, исходящих из объемных, которые соответствовали дифракции электронов от боковых граней островков. Характерным моментом образования КТ мы считали момент появления точечных рефлексов, а по моменту появления наклонных дополнительных рефлексов нами оценивалось время достижения островками их квазистационарных размеров [12]. Осаждение покрывающего слоя GaAs начиналось сразу после появления дополнительных наклонных рефлексов на дифракционной картине. Анализ приведенных в табл. 1 данных о временах образования КТ в зависимости от температуры подложки для структур с 1.5 и 1.6 ML InAs позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, формирование островков происходит и в случае большей толщины осажденного материала (1.6 ML), и в случае меньшей толщины осажденного материала (1.5 ML). Как неоднократно отмечалось ранее в работах [4–7], а также в наших экспериментах [11,12], обе эти величины меньше критической толщины образования квантовых точек по механизму Странского–Крастанова. Во-вторых, для структур с 1.5 ML InAs образование КТ происходит зна-

чительно позднее по отношению к образцам, содержащим 1.6 ML InAs. Кроме того, при толщине осаждения 1.5 ML и температуре подложки 485°C образование КТ не наблюдалось при времени выдержки 90 с.

Исследования методом ПЭМ были выполнены на просвечивающем электронном микроскопе Philips EM2420 с ускоряющим напряжением 100 кВ. Образцы как в геометрии поперечного сечения, так и в планарной геометрии были приготовлены с помощью ионного распыления. Ионное распыление проводилось на установке Gatan DOU Mill 600TM ионами аргона с энергией 4кэВ. Для визуализации упругонапряженных когерентных включений был использован режим светлого поля с рабочим рефлексом типа (220).

3. Результаты и их теоретическая интерпретация

Электронно-микроскопические исследования показали, что образование InAs-КТ на поверхности GaAs(100) происходит как при осаждении 1.6 монослоя InAs (рис. 1), так и при осаждении 1.5 монослоя (рис. 2). На приведенных ПЭМ изображениях поверхности отчетливо наблюдается контраст, характерный для упругокогерентных включений. Анализ ПЭМ изображений показал, что плотность включений соответствует типичным значениям для плотности InAs-КТ в матрице GaAs $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Величины плотностей InAs-КТ при осаждении 1.6 ML InAs для всех образцов были больше, чем при осаждении 1.5 ML. Таким образом, плотность КТ при фиксированной температуре поверхности увеличивается с увеличением количества осажденного InAs. Температурная зависимость плотности КТ более сложная, так как значение плотности при осаждении 1.5 ML InAs и температуре подложки 420°C ниже, чем

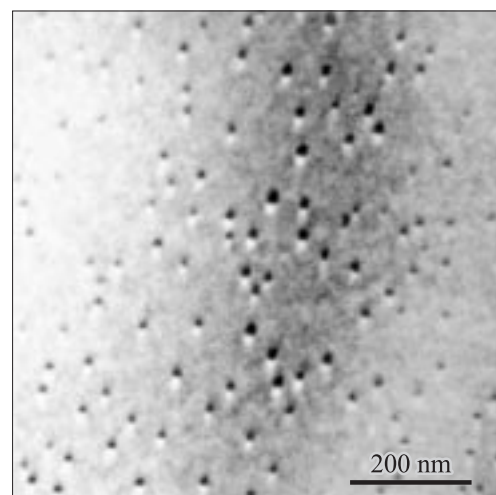


Рис. 1. ПЭМ изображение образца с 1.6 ML InAs, осажденными при температуре подложки $T = 485^\circ \text{C}$, в планарной геометрии, полученное в режиме светлого поля при рабочем рефлексе (220).

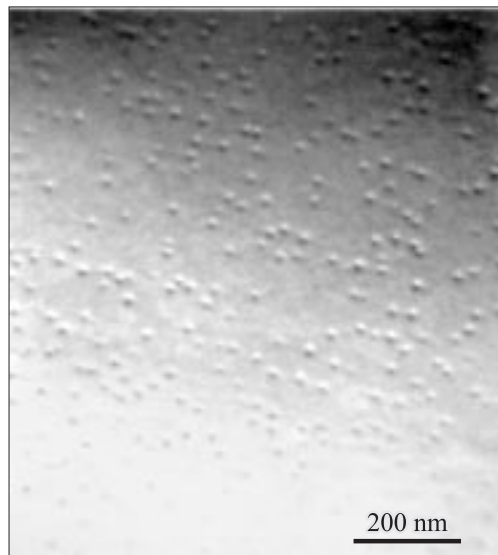


Рис. 2. ПЭМ изображение образца с 1.5 ML InAs, осажденными при температуре подложки $T = 450^\circ\text{C}$, в планарной геометрии, полученное в режиме светлого поля при рабочем рефлексе (220).

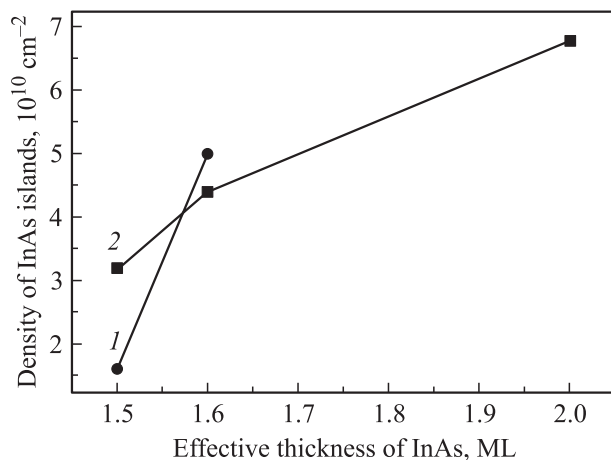


Рис. 3. Зависимость поверхностной плотности КТ в системе InAs/GaAs(100) от толщины осажденного InAs при различных температурах поверхности, $^\circ\text{C}$: 1 — 420, 2 — 450.

для 450°C , тогда как для эффективной толщины 1.6 ML наблюдается обратное соотношение (рис. 3). На рис. 3 представлены графики поверхностной плотности КТ, полученные на основе обработки ПЭМ изображений образцов с 1.5 и 1.6 ML InAs и дополненные данными о плотности структуры с 2 ML InAs из работы [12], в зависимости от толщины осажденного InAs при двух различных температурах поверхности — 420 и 450°C . Как видно из полученных графиков, в области от 1.6 ML и выше плотность островков при данной толщине InAs уменьшается при увеличении температуры поверхности, а при 1.5 ML — увеличивается при увеличении температуры. Таким образом, вблизи критической толщины

происходит „опрокидывание“ температурной зависимости плотности КТ, что и иллюстрируется графиками на рис. 3.

Подобное поведение плотности островков в зависимости от толщины осажденного материала и температуры поверхности может быть объяснено с позиций кинетической теории формирования КТ [11–15]. Как показано в [16], формирование упругонапряженных КТ возможно только тогда, когда толщина осаждения H превосходит равновесную толщину смачивающего слоя (СС) h_{eq} : $H > h_{eq}$. Равновесная толщина соответствует равенству смачивающей и упругой энергии в СС [17]. Для параметров системы InAs/GaAs(100) оценки дают $h_{eq} \approx 1.0\text{--}1.1\text{ ML}$ [12]. Критическая толщина H_c в случае осаждения при постоянной температуре T и скорости осаждения V является кинетической величиной, равной максимальной толщине СС, при которой островки зарождаются с максимальной скоростью [14]. В случае закритических толщин осаждения до момента достижения критической толщины H_c толщина СС h увеличивается, при этом объем островков мал и $H \approx h$. После достижения критической толщины толщина СС уменьшается, увеличивается объем островков и продолжает расти количество осажденного материала H , пока рост не будет остановлен при $H = H_0 = Vt_0$, H_0 — толщина осажденного материала в момент выключения источника, t_0 — время выключения источника. В отсутствие десорбции уравнение баланса вещества на поверхности имеет вид

$$H(t) = h(t) + G(t), \quad (1)$$

где $H(t)$ — количество осажденного материала, $h(t)$ — средняя толщина СС (вообще говоря, с учетом диффундирующих по его поверхности адатомов), $G(t)$ — суммарный объем островков на единицу площади поверхности, выраженный в единицах ML, t — время осаждения. Функция $G(t)$ в соответствии с теорией нуклеации [14–16] определяется скоростью зарождения островков $I(t)$ и скоростью их роста $v(t)$:

$$G(t) = \text{const} \int_0^t dt' I(t') \rho^{3/2}(t', t), \quad (2)$$

$$\rho(t', t) = \int_{t'}^t d\tau v(\tau). \quad (3)$$

Здесь $\rho(t, t')$ есть текущий „размер“ островка, родившегося в момент времени t' , в единицах постоянной решетки. Скорость зарождения I нормирована так, чтобы ее размерность была равна $1/\text{с}$. В выражении (2) и далее мы не следим за всеми константами порядка единицы. Для применения формулы (2) необходимо выбрать такой „размер“ островка, для которого скорость роста $v(t)$ не зависит от ρ . Естественно предположить [12–16], что в

случае малых покрытий поверхности островки потребляют атомы с поверхности со скоростью, пропорциональной их периметру. При этом для роста трехмерных островков с линейным размером L имеем

$$\frac{d(L^3)}{dt} \propto L \Rightarrow \rho \propto L^2. \quad (4)$$

Следовательно, размер ρ с точностью до константы есть площадь основания островка, а объем островка $L^3 \propto \rho^{3/2}$, с чем и связана степень $3/2$ в формуле (2). Далее, из теории нуклеации известно, что зарождение островков происходит в весьма узком интервале времен вблизи максимума метастабильности системы [18]. В нашем случае максимальная метастабильность есть максимум упругих напряжений в точке максимума толщины СС, поэтому скорость зарождения $I(t)$ можно представить в виде

$$I(t) = I(H_c) f\left(\frac{t-t_c}{\Delta t}\right) \propto v \exp(-F(H_c)) f\left(\frac{t-t_c}{\Delta t}\right). \quad (5)$$

Здесь $I(H_c)$ — скорость зарождения при $h = H_c$, $F(H_c)$ — активационный барьер зарождения при $h = H_c$, скорость зарождения обязана быть пропорциональной скорости роста островка v . Функция f в (5) есть некоторая быстро убывающая функция своего аргумента, имеющая резкий максимум при $t = t_c = H_c/V$ (t_c — время роста СС критической толщины) [14]. Величина Δt есть продолжительность стадии зарождения островков. Из общих соображений ясно, что чем выше скорость осаждения, тем быстрее происходит зарождение островков, поскольку в случае закритических толщин временной масштаб изменения состояния поверхности задается величиной $1/V$. Следовательно,

$$\Delta t \propto \frac{1}{V}. \quad (6)$$

Дифференцируя (1) по времени и полагая затем $t = t_c$, учитывая, что по определению $dh/dt = 0$ при $t = t_c$, $dH/dt = V$, $\rho(t', t) \approx v(t - t')$ вблизи t_c (пишем просто v вместо $v(t_c)$), из (2)–(5) получим

$$V \approx v^{5/2} (\Delta t)^{3/2} \exp(-F(H_c)). \quad (7)$$

Отсюда с учетом (6) следует

$$F(H_c) = \frac{5}{2} \ln(v/V). \quad (8)$$

В правой части (8) стоит величина, много большая единицы, поскольку она содержит логарифм очень большой величины — отношения v/V скорости роста островков (микропроцесс) и скорости осаждения (макропроцесс) [14]. Это отношение в [12–15] было названо кинетическим контрольным параметром $Q \equiv v/V$, его типичные значения в случае МПЭ $\sim 10^2 - 10^4$. Если для скорости роста островков в результате диффузии

с поверхности принять аррениусовскую температурную зависимость $v \propto \exp(-E_D/k_B T)$, то

$$Q \equiv v/V \propto (1/V) \exp(-E_D/k_B T). \quad (9)$$

Здесь E_D — активационный барьер диффузии с поверхности в островок, стимулированной упругими напряжениями [16]. Для плотности островков в закритической области с учетом (5), (6), (8) и (9) следует

$$N \approx \int_0^\infty dt I(t) \approx Q^{-3/2} \approx V^{3/2} \exp\left(\frac{3E_D}{2k_B T}\right). \quad (10)$$

Следовательно, в области закритических толщин осаждения плотность островков увеличивается при увеличении скорости осаждения, уменьшается при увеличении температуры поверхности и слабо зависит от толщины осаждения (в отсутствие вторичного зарождения [19]). Зависимость (10) имеет чисто кинетическую природу и практически не зависит от термодинамических характеристик системы.

Выражение (8) связывает термодинамику гетероэпитаксиальной системы (активационный барьер зарождения островков) с кинетикой МПЭ роста (скорость роста и характеристики диффузионного потока с поверхности в островки). Для специального выбора свободной энергии образования островка [12–15] активационный барьер зарождения имеет вид $F(H) \cong T_e/[T(H/h_{eq} - 1)^2]$. Тогда из (8) следует формула для критической толщины

$$H_c = h_{eq} \left[1 + \left(\frac{2}{5} \frac{T_e}{T \ln Q} \right)^{1/2} \right]. \quad (11)$$

Здесь T_e — квазиравновесный параметр размерности температуры, содержащий энергетические характеристики гетероэпитаксиальной системы (поверхностная энергия, модуль упругости) и рассогласование решеток ϵ_0 [12]. Из (11), в частности, следует, что для данной системы материалов критическая толщина уменьшается при увеличении температуры поверхности и слабо зависит от скорости осаждения.

В случае докритических толщин осаждения $H_0 < H_c$ максимальная метастабильность СС будет иметь место как раз при $H = H_0$ (максимальная толщина СС в данном случае). При этом скорость зарождения $I(H_0)$ существенно меньше $I(H_c)$, поэтому для наблюдения докритических InAs-КТ требуется экспозиция в потоке As₄. Второе важное отличие состоит в том, что структура докритических КТ не должна зависеть от скорости осаждения V , поскольку при длительной экспозиции не важно с какой скоростью материал был осажден. Стадия зарождения в докритической области — существенно более длительный процесс, чем при закритических толщинах осаждения. Поэтому временной масштаб стадии зарождения более не задается скоростью осаждения, т. е. соотношение (6) применять нельзя. В докритической области продолжительность стадии зарождения можно

Таблица 2. Качественное поведение морфологии КТ в системе InAs/GaAs(100) при различных эффективных толщинах

Толщина осаждения InAs	Поведение плотности и размера КТ при увеличении температуры	Поведение плотности и размера КТ при увеличении скорости осаждения	Режим
Менее 1.6 ML	Плотность увеличивается Размер уменьшается	Не зависят	Термодинамический
1.6–1.8 ML	—	—	Переходный
1.8–2.5 ML	Плотность уменьшается Размер увеличивается	Плотность увеличивается Размер уменьшается	Кинетический

оценить из (2): зарождение прекратится тогда, когда объем островков $G(t)$ станет величиной порядка единицы,

$$G(t) \approx v^{5/2}(\Delta t)^{5/2} \exp(-F(H_0)) \approx 1. \quad (12)$$

Следовательно, продолжительность стадии зарождения есть

$$\Delta t \propto \frac{1}{v} \exp\left[\frac{2F(H_0)}{5}\right]. \quad (13)$$

Поверхностная плотность докритических КТ имеет вид

$$N \approx \int_0^{\infty} dt I(t) \approx v \exp(-F(H_0)) \Delta t \approx \exp\left[-\frac{3}{5} \frac{T_e}{T(H_0/h_{eq} - 1)^2}\right]. \quad (14)$$

Выражение (14) содержит только термодинамические характеристики системы (T_e , T , H_0 и h_{eq}) и не зависит от кинетики МПЭ роста. Плотность докритических островков возрастает с увеличением температуры поверхности и количества осажденного материала.

Два предельных случая, рассмотренные выше, не могут претендовать на описание переходного режима формирования островков вблизи H_c , где существенны как кинетические, так и термодинамические факторы. Оценка переходной области по толщине [12] показывает, что переходный режим для системы InAs/GaAs(100) осуществляется при $H_0 = H_c \pm 0.1$ ML, т.е. примерно от 1.6 до 1.8 ML осажденного InAs. Проведенный теоретический анализ позволяет объяснить экспериментально наблюдаемый эффект „опрокидывания“ температурной зависимости плотности островков вблизи критической толщины.

Таким образом, на основании полученных экспериментальных данных и их теоретического анализа можно сделать некоторые общие выводы относительно характера зависимости морфологии InAs-КТ на поверхности GaAs(100) от управляющих параметров процесса МПЭ роста (температура поверхности T , скорость осаждения V и эффективная толщина осаждения H_0). Эти выводы приведены в табл. 2. Квазистационарный латеральный размер островков L_R определяется как средний размер, которого достигнут КТ после поглощения всех

$H_0 - h_{eq}$ ML материала с поверхности. Для него из уравнения баланса вещества следует

$$L_R \approx (H_0 - h_{eq})^{1/3} N^{-1/3}, \quad (15)$$

т.е. размер КТ уменьшается при увеличении их плотности и наоборот. Отметим, что поведение размера в докритической области толщин осаждения, приведенное в табл. 2, предсказывается теоретически, тогда как поведение плотности в докритической и закритической областях и размера в закритической области подтверждено экспериментальными результатами данной работы и работ [11,12].

В заключение в работе проведены экспериментальные и теоретические исследования процессов формирования InAs-КТ на поверхности GaAs(100) при докритической толщине осаждения InAs (1.5–1.6 ML). Экспериментально обнаружен и теоретически обоснован сам факт формирования КТ в докритической области. Показано, что в докритической и закритической областях морфология КТ различным образом зависит от температуры поверхности. В области докритических толщин плотность КТ увеличивается, а в области закритических толщин — уменьшается при повышении температуры. Эффект опрокидывания температурной зависимости плотности КТ вблизи критической толщины объясняется тем, что в докритической области морфология КТ является термодинамически контролируемой, а в закритической области — кинетически контролируемой.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке научными программами Министерства науки и образования, РАН и РФФИ. Г.Э. Цырлин выражает признательность Alexander von Humboldt Foundation. А.А. Тонких благодарит Deutsche Forschungsgemeinschaft.

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров. ФТП, **32**, 3 (1998).
- [2] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum dot heterostructures* (Wiley & Sons, 1999).
- [3] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, N.A. Maleev. *Quantum dot lasers* (Oxford University Press, 2003).
- [4] Г.Э. Цырлин, Н.П. Корнеева, В.Н. Демидов, Н.К. Поляков, В.Н. Петров, Н.Н. Леденцов. ФТП, **31**, 1230 (1997).

- [5] J.M. Moison, F. Houzay, F. Batthe, L. Leprince, E. Andr, O. Vatel. Appl. Phys. Lett., **64**, 196 (1994).
- [6] I. Mukhamezhanov, Z. Wei, R. Heitz, A. Madhukar. Appl. Phys. Lett., **75**, 85 (1999).
- [7] Ch. Heyn. Phys. Rev. B, **64**, 165 306 (2001).
- [8] A. Polimeni, A. Patane, M. Cappizi, F. Martelli, L. Nazi, G. Salvani. Phys. Rev. B, **53**, R4213 (1996).
- [9] I. Daruka, A.-L. Barabasi. Phys. Rev. Lett., **79**, 3708 (1997).
- [10] M. Meixner, E. Schöll, V.A. Shchukin, D. Bimberg. Phys. Rev. Lett., **87**, 236 101 (2001).
- [11] А.А. Тонких, Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, Ю.Б. Самсоненко, Н.К. Поляков, В.А. Егоров, А.Г. Гладышев, Н.В. Крыжановская, В.М. Устинов. Письма ЖТФ, **29**, 72 (2003).
- [12] V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, Yu.G. Musikhin, Yu.B. Samsonenko, A.A. Tonkikh, N.K. Polyakov, V.A. Egorov, A.F. Tsa-tsul'nikov, N.A. Krizhanovskaya, V.M. Ustinov, P. Werner. J. Cryst. Growth, **267**, 47 (2004).
- [13] В.Г. Дубровский, А.А. Тонких, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, P. Werner. Письма ЖТФ, **30**, 72 (2004).
- [14] V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, V.M. Ustinov. Phys. Rev. B, **68**, 075 409 (2003).
- [15] V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, V.M. Ustinov. Phys. Status Solidi B, **241**, R42 (2004).
- [16] A.V. Orlov, F. Schmitt, S.A. Kukushkin, P. Hess. Appl. Surf. Sci., **188**, 156 (2002).
- [17] P. Müller, R. Kern. Appl. Surf. Sci., **102**, 6 (1996).
- [18] Ф.М. Куни, А.П. Гринин. Коллоид. журн., **46**, 23 (1984).
- [19] A.V. Osipov, S.A. Kukushkin, F. Schmitt, P. Hess. Phys. Rev. B, **64**, 205 421 (2001).
- [20] V.G. Dubrovskii. J. Phys.: Condens. Matter., **16**, 6929 (2004).

Редактор Л.В. Беляков

A transition from thermodynamically to kinetically controlled formation of quantum dots in a InAs/GaAs(100) system

Yu.G. Musikhin*, G.E. Cirlin**+, V.G. Dubrovskii*, Yu.B. Samsonenko**+, A.A. Tonkikh**+, N.A. Bert*, V.M. Ustinov*

* Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

+ Institute for Analytical Instrumentation, Russian Academy of Sciences, 190103 St. Petersburg, Russia

Abstract We present the results of experimental and theoretical study of quantum dot formation in a InAs/GaAs(100) system in the case of a subcritical amount of deposited InAs (1.5–1.6 monolayers). It is shown that in the subcritical range of InAs thickness (smaller than 1.6 monolayers) the density of quantum dots increases and their size decreases with increasing the surface temperature regardless of the deposition rate. In the overcritical range of InAs thickness (more than 1.8 monolayers) the density of quantum dots increases and their size decreases with decreasing the temperature and increasing of the deposition rate. The observed behavior of quantum dot morphology is attributed to the transition from thermodynamically to kinetically controlled regime of quantum dot formation near the critical thickness of InAs.