

Зависимость структурных и оптических свойств ансамблей квантовых точек в системе InAs/GaAs от температуры поверхности и скорости роста

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

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

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

(Получена 7 июля 2003 г. Принята к печати 9 июля 2003 г.)

Проведены теоретические и экспериментальные исследования зависимости свойств ансамблей квантовых точек InAs на поверхности GaAs(100) от температуры поверхности и скорости роста InAs. Развита кинетическая теория формирования квантовых точек в процессе гетероэпитаксиального роста, позволяющая рассчитать зависимость среднего размера и поверхностной плотности островков от времени и условий роста. Экспериментально исследованы структурные и оптические свойства квантовых точек с эффективной толщиной 2 монослоя, выращенных при различных температурах поверхности и скоростях роста. Проведено сравнение предсказаний теоретической модели с экспериментальными результатами и показано их хорошее соответствие. Полученные результаты показывают значительное увеличение латерального размера и уменьшение поверхностной плотности квантовых точек при повышении температуры и понижении скорости роста соответственно.

1. Введение

Формирование ансамблей когерентных наноразмерных островков непосредственно в процессе гетероэпитаксиального роста является основным технологическим методом получения ансамблей квантовых точек (КТ) [1]. Уникальные оптические и электрофизические свойства полупроводниковых гетероструктур с КТ, связанные с атомоподобным спектром энергетических состояний в КТ, делают их весьма перспективными для применения в современной опто- и микроэлектронике [2]. Одна из основных задач технологии выращивания КТ состоит в получении ансамблей КТ с наперед заданными оптическими и структурными свойствами [1]. Решение данной задачи требует проведения теоретических и экспериментальных исследований зависимости свойств КТ от технологически контролируемых параметров их выращивания. В случае молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) InAs на сингулярных подложках GaAs(100) основными контрольными параметрами процесса роста являются температура поверхности T , количество осажденного InAs H_0 (эффективная толщина после завершения роста островкового слоя), соотношение потоков элементов III и V групп, скорость роста InAs V и время экспозиции в потоке мышьяка после прерывания роста до зарасщивания образца Δt_{exp} . Очевидно, что экспериментально наблюдаемая зависимость структурных свойств ансамблей КТ от последних двух параметров [3] в принципе не поддается описанию в рамках равновесных теоретических моделей [4,5] и требует развития кинетического подхода [6–8].

В настоящей работе для теоретического исследования зависимости структурных свойств ансамблей КТ от температуры и скорости роста используется кинетическая модель формирования когерентных островков при МПЭ, предложенная в [7,8]. Проведены ростовые эксперименты в системе InAs/GaAs при различных скоростях роста InAs и температурах поверхности с нулевой экспозицией и фиксированным значением $H_0 = 2$ монослоя (МС). Продолжены исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) КТ, начатые в [7]. Проведены исследования структурных свойств ансамблей КТ методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Представлены результаты сравнения предсказаний теоретической модели с полученными экспериментальными данными. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии друг с другом и позволяют получить зависимости среднего размера островков, поверхностной плотности и положения пика ФЛ 2 МС ансамблей КТ InAs на поверхности GaAs(100) от скорости роста InAs и температуры поверхности. Результаты исследования указывают на кинетический характер процесса формирования КТ на рассматриваемом этапе роста.

2. Теория

Как показано в [7], процесс формирования КТ по механизму Странского–Крастанова на кинетическом этапе может быть исследован в рамках классической теории нуклеации в материально открытой системе [9]. В случае, когда основным механизмом роста островков является потребление материала из смачивающего слоя (СС), обусловленное разностью упругих энергий в островке и в СС, роль метастабильной конденсирующей

[¶] E-mail: v_dubr@mail.ru

шейся фазы играет СС со средней толщиной $h > h_{eq}$, роль зародышей новой фазы — когерентные островки, параметром метастабильности системы является величина $\xi = h/h_{eq} - 1$ [7]. Равновесная толщина СС h_{eq} определяется балансом упругих и смачивающих сил в соответствии с критерием Мюллера–Керна [10]. Островки образуются за счет флуктуационного преодоления зародышами новой фазы активационного барьера нуклеации. Интенсивность нуклеации островков I чрезвычайно резко зависит от параметра метастабильности и температуры: $I \propto \exp[-F(T, \xi)]$. Активационный барьер нуклеации F в единицах $k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана) [7] может быть представлен в виде

$$F(T, \xi) = \frac{T_e}{T \xi^2}. \tag{1}$$

Равновесная температура T_e определяет интенсивность нуклеации островков при данной температуре поверхности T и толщине смачивающего слоя h . При малых изменениях температуры поверхности величину T_e можно считать не зависящей от T . Выражение для T_e в случае пирамидальных островков с квадратным основанием имеет вид [8]

$$T_e = \frac{4}{27} \frac{[\sigma(\theta)/\cos\theta - \sigma(0)]^3 (6 \operatorname{ctg}\theta)^2}{k_B [(1 - z(\theta))\lambda \varepsilon_0^2]^2 \ln^2 [\Psi_0/h_0(1 - z(\theta))\lambda \varepsilon_0^2]}, \tag{2}$$

где $\sigma(0)$ и $\sigma(\theta)$ — удельные поверхностные энергии в плоскости поверхности подложки и боковых граней пирамиды с учетом перенормировки, вызванной рассогласованием решеток [1], θ — контактный угол пирамиды, $z(\theta)$ — зависящий от угла θ коэффициент релаксации упругой энергии в островке [11], λ — модуль упругости депозита, ε_0 — рассогласование решеток, Ψ_0 — плотность смачивающей энергии на поверхности подложки [10] и h_0 — высота монослоя (МС). Выражение (2) показывает, что величина T_e резко уменьшается с увеличением рассогласования решеток: $T_e \propto 1/\varepsilon_0^4$, т.е. в системах с большим рассогласованием при прочих равных условиях активационный барьер нуклеации понижается. Равновесная температура повышается при увеличении контактного угла θ , поскольку релаксация упругих напряжений в высоких островках больше, чем в пологих.

Характеристики процесса формирования островков при закритической эффективной толщине осаждения на кинетической стадии определяются введенным в [7] кинетическим параметром Q , который по порядку величины равен отношению времени выращивания равновесного СС и характерного времени поступления атомов из СС в растущие островки. Очевидно, значение параметра Q очень велико, для типичных условий МПЭ $Q > 10^3$. Зависимость Q от температуры поверхности и

скорости роста дается выражением

$$Q = Q_0 \frac{V_0 T_0}{VT} \exp\left(\frac{T_D}{T_0} - \frac{T_D}{T}\right), \tag{3}$$

где T_D — диффузионная температура, определяющая температурную зависимость коэффициента диффузии атомов из СС в островки, вызванной упругими напряжениями; $Q_0 = Q(V_0, T_0)$ — значение Q при скорости роста V_0 и температуре T_0 . Сильное неравенство $F_c = (5/2) \ln Q \gg 1$, где F_c есть величина активационного барьера нуклеации при максимальной толщине СС, обеспечивает применимость классической теории нуклеации для описания процесса формирования КТ [6,7,9]. Максимальная толщина СС h_c , при которой нуклеация островков происходит с максимальной интенсивностью, достигается в результате баланса между поступлением атомов в СС из молекулярного пучка и потреблением атомов из СС растущими островками. Достижение максимума метастабильности системы в некоторой точке является характерной особенностью процесса нуклеации в материально открытых системах [9] (роль внешнего источника в случае МПЭ выполняет поток атомов на поверхность подложки). Как показано в [7,8], вследствие чрезвычайно резкой зависимости интенсивности нуклеации от толщины СС процесс зарождения островков происходит при практически постоянной эффективной толщине $H \approx h_c$. Таким образом, максимальная толщина СС примерно равна критической эффективной толщине осаждения, соответствующей появлению трехмерного рефлекса в картине дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) [1]. Полученное в [7] выражение для критической толщины можно представить в виде

$$h_c = h_{eq} \left[1 + \left(\frac{2}{5} \frac{T_e}{T \ln Q} \right)^{1/2} \right]. \tag{4}$$

Выражение (4) показывает, что, несмотря на кинетическую природу критической толщины, значение h_c очень слабо зависит от скорости роста и в основном определяется энергетикой гетероэпитаксиальной системы. Данный вывод согласуется с результатами равновесных моделей формирования КТ [5]. Как функция времени, в отсутствие десорбции на интересующих нас масштабах времен, эффективная толщина $H = Vt$ при $t < t_0$ и $H = H_0 = Vt_0$ при $t > t_0$, где момент времени $t = 0$ соответствует началу ростового процесса и $t = t_0$ — моменту окончания роста островкового слоя (в системе InAs/GaAs — время выключения потока In). Время выращивания СС равновесной величины $t_{eq} = h_{eq}/V$, а время выращивания СС критической толщины $t_c = h_c/V$. Время роста СС от равновесной до критической толщины равно $t_c - t_{eq}$.

Иерархия времен различных стадий процесса формирования островков в нашей модели имеет вид: $\Delta t \ll t_R \ll t_c - t_{eq}$, где Δt — продолжительность стадии нуклеации островков и t_R — характерное время их

релаксации по размерам. Таким образом, время зарождения островков много меньше времени их релаксации по размерам, которое в свою очередь много меньше времени формирования СС критической толщины. Стадия освальдовского созревания является более поздней стадией процесса и не может проявляться на кинетическом этапе, соответствующем временам $0 < t < t_c + 3t_R$ [12]. На столь малых временах еще не сказывается десорбция атомов с поверхности. Другие эффекты, которые могут привести к смене механизма роста островков, например уменьшение скорости роста островков за счет дополнительного потенциального барьера для поступления атомов из СС в островки, вызванного упругими напряжениями [13], или диполь-дипольное упругое взаимодействие островков [1], также не существенны на кинетическом этапе. Полученные в [7] выражения для продолжительности стадии нуклеации и характерного времени релаксации островков по размерам

$$\Delta t = \frac{0.57}{\ln Q} (t_c - t_{eq}), \quad (5)$$

$$t_R = \frac{0.47}{\ln^{1/3} Q} (t_c - t_{eq}) \quad (6)$$

демонстрируют наличие указанной временной иерархии при достаточно больших Q .

В случае $H_0 > h_c + \Delta H/2$, где $\Delta H = V\Delta t$ есть интервал эффективных толщин, соответствующий стадии нуклеации, прерывание роста происходит после окончания зарождения островков. Поверхностная плотность островков выходит на постоянное значение, определяемое выражением [7]

$$N = \frac{4}{l_0^2} h_{eq} \frac{T}{T_e} \left(\frac{\ln Q}{Q} \right)^{3/2}, \quad (7)$$

где l_0 — среднее расстояние между атомами на поверхности. Это значение остается практически неизменным на стадии релаксации островков по размерам. Функция распределения островков по размерам при $H_0 > h_c + \Delta H$ имеет вид, близкий к гауссовому [8]. Зависимость латерального размера островков L , отвечающего максимуму распределения по размерам („средний размер“), от времени на стадии релаксации ($t_c < t < 3t_R$) находится в виде обратной зависимости $t(L)$ [7]

$$\frac{t - t_c}{t_R} = \ln \left[\frac{(1 + l + l^2)^{1/2}}{1 - l} \right] - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \left(\frac{2l + 1}{\sqrt{3}} \right) + \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \equiv U(l), \quad (8)$$

где $l = L/L_R$. При этом, как обычно, считается, что островки зарождаются с нулевым размером, поскольку критический размер классической теории нуклеации много меньше L_R [6–9]. Средний латеральный размер

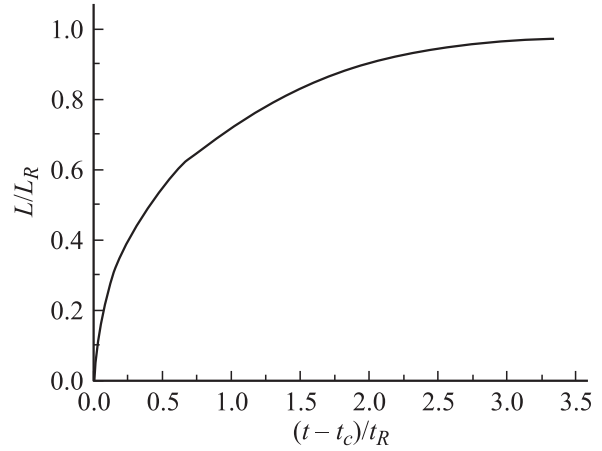


Рис. 1. Универсальная зависимость приведенного среднего размера островков L/L_R от безразмерного времени $(t - t_c)/t_R$ на стадии релаксации островков по размерам, полученная в результате обращения выражения (8).

островков по окончании стадии релаксации по размерам L_R определяется выражением

$$L_R = \alpha l_0 \left(\frac{h_c - h_{eq}}{l_0^2 N} \right)^{1/3}, \quad (9)$$

где $\alpha = (6h_0 \operatorname{ctg} \theta/l_0)^{1/3}$ — геометрический фактор. Выражение (9) показывает, что увеличение поверхностной плотности всегда приводит к уменьшению латерального размера и наоборот, поскольку в конце стадии релаксации по размерам толщина СС равна своему равновесному значению h_{eq} , а все дополнительное количество нанесенного материала распределено в островках. Функция $U(l)$ в правой части (8) не содержит никаких параметров модели, поэтому зависимость l от $(t - t_c)/t_R$ имеет универсальный вид, изображенный на рис. 1. Данная зависимость позволяет при известной эффективной толщине H_0 найти эволюцию среднего размера в зависимости от времени t или времени экспозиции в потоке As, используя очевидное соотношение $t - t_c = t_0 - t_c + \Delta t_{exp}$. Нулевая экспозиция, соответствующая зарачиванию структур сразу после выключения потока In, соответствует моменту времени $t = t_0$ и значению размера $L(t_0)$.

Представленные аналитические выражения решают задачу количественного описания процесса формирования островков на кинетическом этапе. Уравнение (2) позволяет рассчитать равновесную температуру T_e при известной энергетике гетерозпитаксиальной системы и геометрической форме островков. Выражение (4) при известных значениях h_{eq} и h_c для скорости роста V_0 и температуры T_0 дает возможность определить неизвестную константу Q_0 в (3). Задавая значение T_D , с помощью (4) можно вычислить критическую толщину при различных температурах и скоростях роста. По уравнениям (5) и (6) рассчитываются характерные вре-

Характеристики процесса формирования ансамблей островков и их структурных свойств при различных температурах поверхности и скоростях роста

$V, \text{MC}/\text{c}$	$T, ^\circ\text{C}$	h_{eq}, MC	T_e, K	h_c, MC	Q	F_c	$\Delta H, \text{MC}$	$\Delta t, \text{c}$	t_R, c	$t_c - t_{eq}, \text{c}$	$N, 10^{10} \text{cm}^{-2}$	$L(t_0), \text{нм}$	$L_R, \text{нм}$
0.01	440	1.12	4630	1.70	6000	21.7	0.039	3.9	13.2	58	2.8	16.3	18.5
0.03	440	1.0	7630	1.75	2000	19.0	0.056	1.9	6.0	25	4.8	12.7	15.9
0.05	440	0.94	9900	1.77	1200	17.7	0.066	1.3	4.1	16.6	6.7	11.0	14.7
0.1	440	0.9	11400	1.80	600	16.0	0.080	0.8	2.3	9	13	8.8	12.1
0.01	485	1.12	4590	1.68	16200	24.2	0.033	3.3	12.3	56	0.62	23.1	27.0
0.03	485	1.02	8110	1.74	5400	21.5	0.048	1.6	5.5	24	1.3	18.9	23.9
0.05	485	0.95	11300	1.77	3240	20.2	0.058	1.2	3.8	16.4	1.7	17.1	20.2
0.1	485	0.9	13700	1.79	1620	18.5	0.069	0.7	2.2	8.9	3.3	12.7	17.6

мена стадий нуклеации и релаксации по размерам. Выражения (7)–(9) и универсальная зависимость, изображенная на рис. 1, позволяют определить средний размер и поверхностную плотность островков в зависимости от 4 контрольных параметров процесса роста: T , V , H_0 и Δt_{exp} . Главными параметрами модели являются, таким образом, равновесная толщина SS h_{eq} , равновесная температура T_e и диффузионная температура T_D . Знание h_{eq} и T_e требует точного определения энергетических параметров системы с учетом перенормировок, вызванных рассогласованием решеток, а также значения контактного угла θ . Знание T_D требует детального исследования процесса диффузии атомов из SS в островок, индуцированной упругими напряжениями. Основным качественным выводом, следующим из выражений (3), (7), (9), является возрастание размера островков при уменьшении скорости роста и увеличении температуры, сопровождающееся соответственным уменьшением их плотности. Данный вывод подтверждается экспериментальными данными, полученными для двух систем — InAs/GaAs(100) [7] и Ge/Si(100) [14].

Вычисления проводились для следующих значений параметров модели: $h_0 = 0.303 \text{ нм}$, $l_0 = 0.429 \text{ нм}$, $\alpha = 1.82 \approx \text{const}$, $Q_0 = 600$ при $T_0 = 440^\circ\text{C}$ и $V_0 = 0.1 \text{ MC}/\text{c}$, $T_D = 4700 \text{ K}$, $H_0 = 2 \text{ MC}$, $\Delta t_{exp} = 0$, значения h_{eq} и T_e варьировались с учетом $h_{eq} \approx 1 \text{ MC}$ и $h_c \approx 1.7\text{--}1.8 \text{ MC}$. Скорость роста изменялась в диапазоне $0.01\text{--}0.1 \text{ MC}/\text{c}$ для двух значений температуры $T = 440^\circ\text{C}$ и $T = 485^\circ\text{C}$. Численные характеристики процесса формирования ансамблей островков и их структурных свойств для данных значений параметров, моделирующих гетероэпитаксильную систему InAs/GaAs(100), представлены в таблице. Численные результаты показывают сильную зависимость среднего размера и поверхностной плотности островков от скорости роста и температуры подложки. Иерархия времен стадий нуклеации, релаксации островков по размерам и формирования SS критической толщины имеет место для всего исследованного диапазона температур и скоростей роста. Во всех случаях островки не успевают достичь своего максимального размера L_R при нулевой экспозиции, так что наблюдаемый размер $L(t_0) < L_R$.

3. Эксперимент

Ростовые эксперименты проводились на установке молекулярно-пучковой эпитаксии ЭП1203 на полужолирующих сингулярных подложках GaAs(100). После сгона окисного слоя при температуре 630°C и роста буферного слоя GaAs выращивалась активная область, состоящая из слоя InAs КТ с эффективной толщиной 2 MC . Активная область ограничивалась $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ короткопериодными сверхрешетками ($25 \text{ \AA}/25 \text{ \AA}$, 10 пар) с целью предотвращения транспорта неравновесных носителей при проведении оптических исследований в приповерхностную область и в область подложки. Сверху структура покрывалась слоем GaAs толщиной 50 \AA непосредственно после выключения потока In при той же температуре подложки. Далее температура подложки повышалась и остальная часть структуры выращивалась при 600°C . Для исследования зависимости в системе InAs/GaAs были выращены 2 серии образцов при температурах роста активной области $T = 440^\circ\text{C}$ и $T = 485^\circ\text{C}$. Скорость роста InAs варьировалась от $0.01 \text{ MC}/\text{c}$ до $0.1 \text{ MC}/\text{c}$ для обеих серий. Остаточное давление паров As_4 в ростовой камере для всех экспериментов было на уровне $1.8 \cdot 10^{-6} \text{ Па}$.

Процесс осаждения InAs КТ контролировался с помощью системы регистрации и анализа картин ДБЭО. Наблюдение за динамикой изменения картин ДБЭО показало, что характерный для механизма роста Странского–Крастанова резкий переход от линейчатой картины дифракции, соответствующей планарному росту, к точечной, при которой происходит трехмерный рост, наблюдался после напыления слоя InAs толщиной $1.7\text{--}1.8 \text{ MC}$ для всего исследуемого диапазона температур и скоростей роста.

Фотолюминесценция возбуждалась Ar^+ -лазером ($\lambda = 514.5 \text{ нм}$, плотность возбуждения $\sim 100 \text{ Вт}/\text{см}^2$). Излучение детектировалось охлаждаемым Ge фотодиодом. Из результатов измерений спектров ФЛ следует, что при уменьшении скорости осаждения InAs с 0.1 до $0.01 \text{ MC}/\text{c}$ пик ФЛ, соответствующий рекомбинации через квантовые точки, монотонно смещается в длинноволновую область от 1126 до 1196 нм при $T = 485^\circ\text{C}$

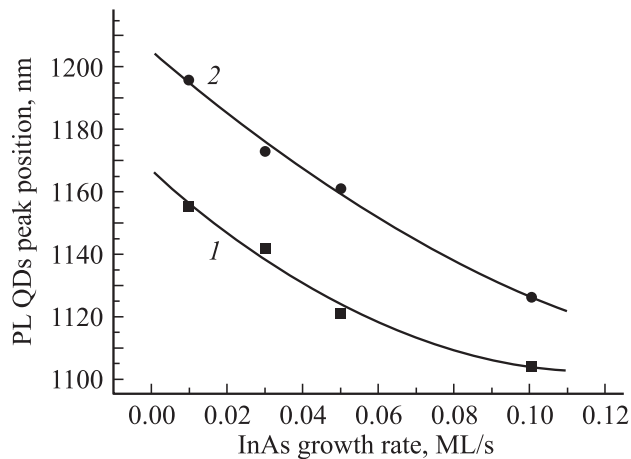


Рис. 2. Зависимости положения максимума пика ФЛ от InAs КТ от скорости осаждения InAs при двух различных температурах поверхности T_{sub} , °C: 1 — 440, 2 — 485.

и от 1104 до 1155 нм при $T = 440^\circ\text{C}$. Результаты ФЛ измерений в зависимости от скорости роста при двух температурах поверхности приведены на рис. 2. Длинноволновый сдвиг пика фотолюминесценции связан с увеличением латеральных размеров InAs КТ, происходящим при увеличении времени осаждения арсенида индия на пониженных скоростях роста. Подобный эффект сдвига пика ФЛ в красную область ярко выражен при использовании метода субмонослойной миграционно-стимулированной эпитаксии [15], где используется выдержка в течение некоторого времени в потоке мышьяка при прерывании потока атомов металла с целью увеличения поверхностной миграции адатомов и, следовательно, увеличения латеральных размеров наностроек. Таким образом, длинноволновый сдвиг длины волны излучения находится в качественном соответствии с тенденциями, вытекающими из теоретической модели.

Для количественного исследования зависимости структурных свойств ансамблей InAs КТ от температуры поверхности и скорости роста нами были проведены исследования выращенных образцов методом ПЭМ. Изучение морфологии массивов КТ проводилось на просвечивающем электронном микроскопе Philips EM420, работающем при ускоряющем напряжении 100 кВ. Плотность массива и латеральные КТ определялись из анализа электронно-микроскопических изображений, полученных в планарной геометрии. Образцы для исследований были подготовлены механической шлифовкой и полировкой на установке Dimple Grindere Gatan 603 с последующим химическим травлением в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ (5 : 1 : 1). Плотность массива КТ была определена из анализа ПЭМ изображений, полученных в двухлучевых условиях в режиме светлого поля (BF), при действующем дифракционном векторе $g = 220$ (рис. 3, *a* и 4, *b*). Латеральные размеры оценивались по ПЭМ изображениям, полученным в многолучевых условиях, при

падении электронного пучка перпендикулярно ростовой поверхности (рис. 3, *a* и 4, *a*).

Результаты ПЭМ исследований показали сильную зависимость морфологии массивов КТ как от температуры подложки, так и от скорости осаждения InAs. Плотность массива КТ в однослойной структуре увеличивается от $3.5 \cdot 10^{10}$ до $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при увеличении скорости осаждения от 0.01 до 0.1 МС/с при температуре подложки 440°C и от $7 \cdot 10^9$ до $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при 485°C (рис. 5). При этом средний латеральный размер КТ уменьшается от 12 до 10 нм при температуре подложки 440°C и от 21 до 13 нм при 485°C (рис. 6). На рис. 3, *a* и *b* приведены ПЭМ изображения 2 МС массива КТ, выращенного при

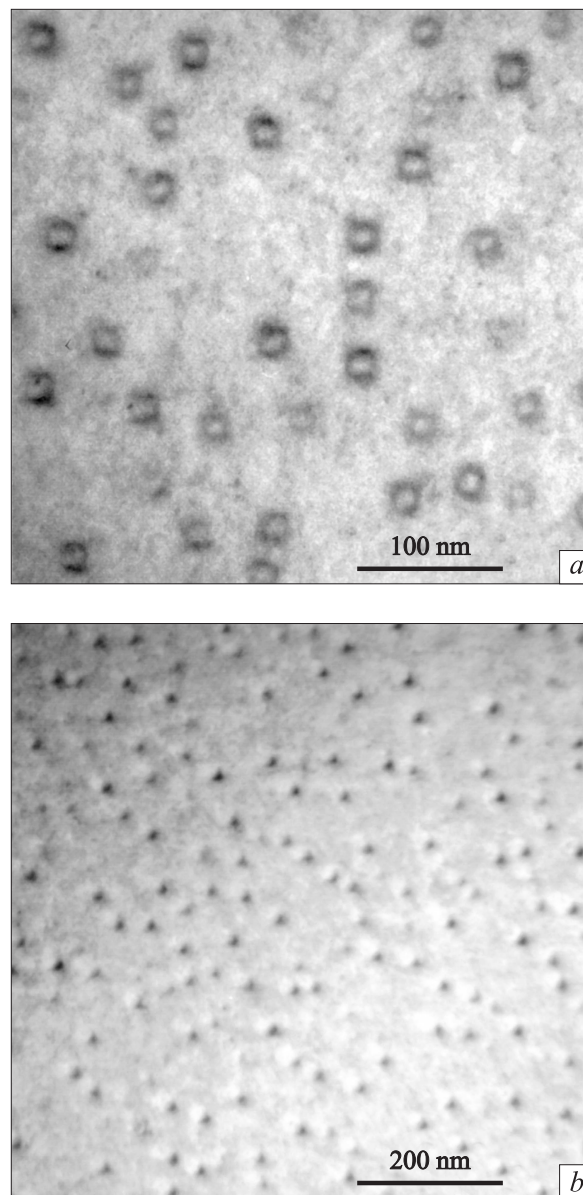


Рис. 3. ПЭМ изображение двухмонослойных InAs КТ при $T = 485^\circ\text{C}$, $V = 0.03 \text{ МС/с}$, полученное в многолучевых условиях при падении пучка вдоль направления [001] (*a*) и в режиме светлого поля BF($g = 220$) (*b*).

скорости роста InAs 0.03 МС/с и температуре 485°С, полученные в многолучевых условиях и режиме ВF(220) соответственно. На рис. 4, *a* и *b* представлены аналогичные изображения для структуры, выращенной при температуре подложки 440°С и скорости роста InAs 0.05 МС/с. Отметим достаточно хорошее совпадение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами из первой части работы (рис. 5 и 6).

Таким образом, нами проведены теоретические и экспериментальные исследования зависимостей структурных и оптических свойств ансамблей КТ в системе InAs/GaAs от скорости роста InAs и температуры поверхности. Развита кинетическая модель формирова-

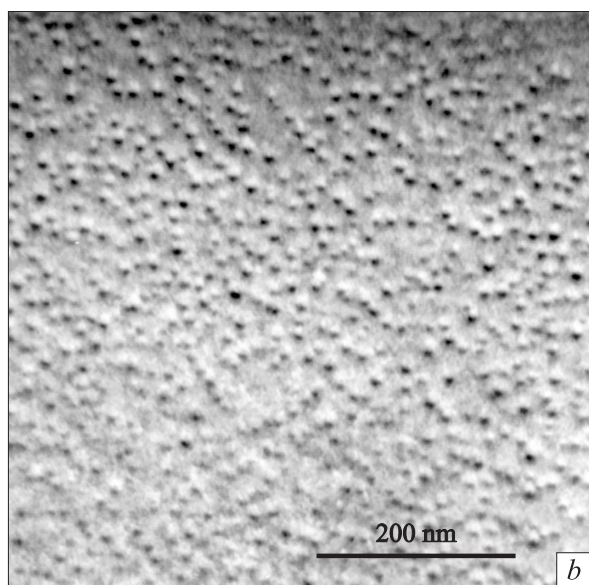
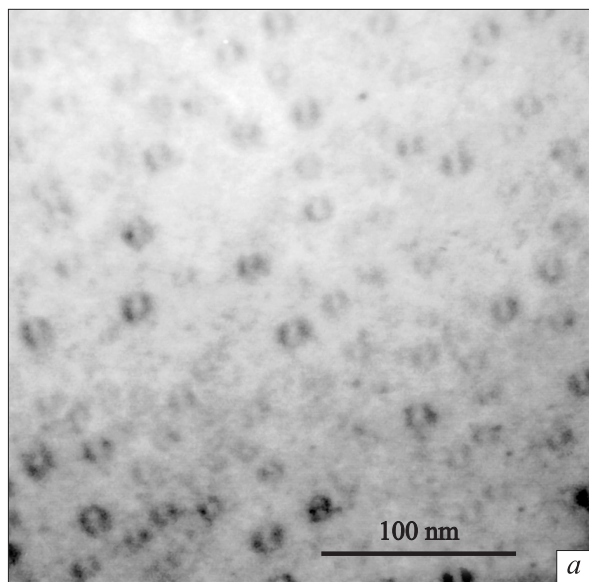


Рис. 4. ПЭМ изображение двухмонослойных InAs КТ при $T = 440^\circ\text{C}$, $V = 0.05$ МС/с, полученное в многолучевых условиях при падении пучка вдоль направления [001] (*a*) и в режиме светлого поля ВF($g = 220$) (*b*).

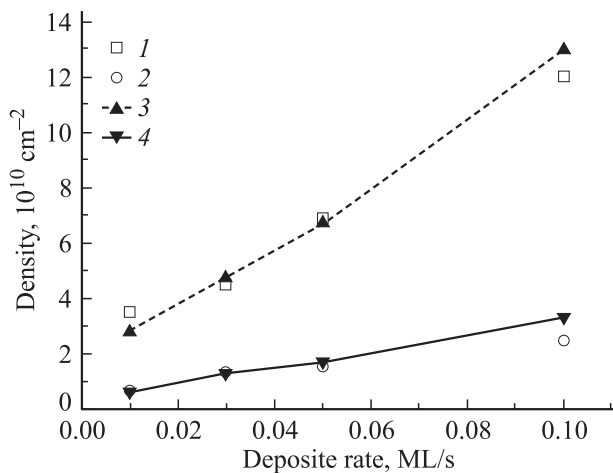


Рис. 5. Теоретическая и экспериментальная зависимость плотности InAs КТ от скорости роста InAs при двух различных температурах поверхности $T_{sub}, ^\circ\text{C}$: 1,3 — 440, 2,4 — 485; 3,4 — теория.

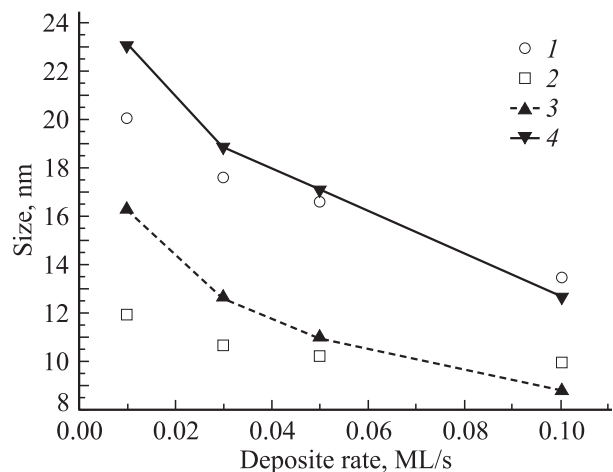


Рис. 6. Теоретическая и экспериментальная зависимость среднего размера InAs КТ от скорости роста InAs при двух различных температурах поверхности $T_{sub}, ^\circ\text{C}$: 1,3 — 440, 2,4 — 485; 3,4 — теория.

ния когерентных островков по механизму Странского–Крастанова, позволяющая рассчитать зависимости среднего размера и поверхностной плотности островков от времени при различных температурах и скоростях роста. Исследованы оптические и структурные свойства двухмонослойных КТ InAs/GaAs, выращенных при различных скоростях роста и температурах поверхности и проведено сравнение предсказаний теоретической модели с экспериментальными результатами. Результаты исследования показывают, что с увеличением скорости роста InAs от 0.01 до 0.1 МС/с средний размер КТ уменьшается от ~ 21 до ~ 13 нм при температуре 485°С и от ~ 12 до ~ 10 нм при температуре 440°С. При этом поверхностная плотность возрастает от ~ $7 \cdot 10^9$

до $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и от $\sim 3.5 \cdot 10^{10}$ до $\sim 1.2 \cdot 10^{11}$ соответственно. Максимально плотный ансамбль КТ с минимальным размером формируется при повышенных скоростях роста и пониженных температурах поверхности. Полученные теоретические и экспериментальные результаты открывают возможность управления свойствами ансамблей КТ на кинетическом этапе их формирования.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке научными программами Министерства промышленности, науки и технологии РФ.

Г.Э. Цырлин выражает признательность Alexander von Humboldt Stiftung.

Список литературы

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum dot heterostructures* (Wiley&Sons, Chichester, 1999).
- [2] Ж.И. Алфёров. ФТП, **32**, 3 (1998).
- [3] P.M. Petroff, G. Medeiros-Riberio. MRS Bull., **21**, 50 (1996).
- [4] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, P.S. Kor'ev, D. Bimberg. Phys. Rev. Lett., **75**, 2968 (1995).
- [5] I. Daruka, A.-L. Barabasi. Phys. Rev. Lett., **79**, 3708 (1997).
- [6] A.V. Osipov, F. Schmitt, S.A. Kukushkin, P. Hess. Appl. Surf. Sci., **188**, 156 (2002).
- [7] В.Г. Дубровский, В.А. Егоров, Г.Э. Цырлин, Н.К. Поляков, Ю.Б. Самсоенко, Н.В. Крыжановская, А.Ф. Цацульников, В.М. Устинов. ФТП, **37**, 883 (2003).
- [8] V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, V.M. Ustinov. Phys. Rev. B, **68**, 075409 (2003).
- [9] F.M. Kuni. Preprint No 84-178.E (Kiev, Institute of Theoretical Physics, 1984).
- [10] P. Müller, R. Kern. Appl. Surf. Sci., **102**, 6 (1996).
- [11] C. Ratsch, A. Zangwill. Surf. Sci., **293**, 123 (1993).
- [12] С.А. Кукушкин, В.В. Слезов. *Дисперсные системы на поверхности твердых тел: механизмы образования тонких пленок (эволюционный подход)* (СПб., Наука, 1996).
- [13] A.V. Osipov, S.A. Kukushkin, F. Schmitt, P. Hess. Phys. Rev. B, **64**, 205 421 (2001).
- [14] A.A. Tonkikh, V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, V.A. Egorov, V.M. Ustinov, P. Werner. Phys. St. Sol. B, **236**, R1 (2003).
- [15] Г.Э. Цырлин, А.О. Голубок, С.Я. Типисев, Н.Н. Леденцов, Г.М. Гурьянов. ФТП, **29**, 1697 (1995).

Редактор Л.В. Беляков

Temperature and growth rate behavior of structural and optical properties of quantum dot arrays in InAs/GaAs system

V.G. Dubrovskii*, Yu.G. Musikhin*, G.E. Cirlin, V.A. Egorov, N.K. Polyakov, Yu.B. Samsonenko, A.A. Tonkikh, N.V. Kryzhanovskaya*, N.A. Bert*, V.M. Ustinov*

Institute for Analytical Instrumentation,
Russian Academy of Sciences,
190083 St. Petersburg, Russia
* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Results on theoretical and experimental studies of the substrate temperature and the InAs growth rate dependence of structural and optical properties of InAs/GaAs quantum dot arrays are reported. A kinetic model of stress-driven coherent island formation is developed that makes it possible to describe the time evolution of mean lateral size surface density of island under different growth conditions. Optical and structural properties of InAs/GaAs quantum dots at 2 monolayers of deposited material grown with different growth rates and at different substrate temperatures are studied. Predictions of theoretical model are compared with the experimental results. It is shown that the mean lateral size of quantum dots considerably increases and the surface density decreases with rising the substrate temperature and decreasing the growth rate, respectively.