

Влияние потока мышьяка при молекулярно-пучковой эпитаксии самокаталитических нитевидных нанокристаллов (Ga,Mn)As

© Н.В. Сибирев^{†‡¶}, А.Д. Буравлев^{†*•}, Ю.М. Трушков^{†*}, Д.В. Безнасюк^{†*},
Ю.Б. Самсоненко^{†*•}, Г.Э. Цырлин^{†‡•}

[†] Академический университет,
194021 Санкт-Петербург, Россия

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

[‡] Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

[•] Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
190103 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 18 февраля 2013 г. Принята к печати 25 февраля 2013 г.)

Проведены исследования влияния потока мышьяка на скорость роста самокаталитических нитевидных нанокристаллов (Ga,Mn)As. Показано, что при малых потоках мышьяка рост нитевидных нанокристаллов лимитируется скоростью кристаллизации материала под каплей. Однако при больших потоках мышьяка кинетика роста определяется транспортом галлия в каплю. Экспериментально показано, что при малых потоках мышьяка зависимость длины от диаметра нитевидного нанокристалла является монотонно возрастающей, хорошо описываемой в рамках модели Гиваргизова–Чернова. При этом монотонно убывающая диффузионная зависимость наблюдается при больших потоках мышьяка.

1. Введение

Одним из основных механизмов формирования полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК) является так называемый рост по механизму „пар–жидкость–кристалл“, предложенный Вагнером и Эллисом еще в 60-е годы прошлого века [1–5]. Согласно этому механизму, одну из основных ролей в формировании ННК играет жидкая капля металла катализатора, предварительно нанесенная на поверхность подложки. Чаще всего в качестве катализатора используют золото. Однако, как было показано уже в ряде работ, золото в процессе роста может мигрировать по поверхности ННК, а также создавать глубокие уровни, что является серьезной проблемой с точки зрения создания приборов, основанных на ННК [5,6]. Поэтому в последнее время все большее внимание стало уделяться методикам самокаталитического роста ННК [6–10], т.е. методикам, основанным на использовании в качестве катализатора не золота, а металла, входящего в состав ННК. Настоящая работа посвящена исследованию процессов самокаталитического роста ННК (Ga,Mn)As с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Следует отметить, что данный класс полупроводниковых соединений, так называемых разбавленных магнитных полупроводников, представляет особый интерес для создания принципиально новых приборов спинтроники и наноэлектроники [10–12].

Одной из ключевых характеристик ННК является их длина. Ранее было показано, что с увеличением потока мышьяка (As) аксиальная скорость роста самокаталитических ННК GaAs, выращенных методом МПЭ на под-

ложке кремния, увеличивается [13–15]. Для ННК GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии (ГФЭ) на подложках GaAs (111)В, было выяснено, что при больших отношениях потока As к потоку Ga (> 4) скорость роста линейно возрастает с увеличением потока Ga, а при меньших (< 4) происходит насыщение скорости роста [16]. Следует отметить, что эти результаты были получены для массивов ННК, однородных по радиусам. В реальном же случае практически всегда есть разброс как по радиусу (R), так и по длине (L) ННК. Подобных исследований для самокаталитических ННК GaMnAs ранее не проводилось. В данной работе основное внимание будет уделено исследованиям процессов роста ННК в зависимости от потока мышьяка.

2. Эксперимент

Для проведения ростовых экспериментов использовалась установка молекулярно-пучковой эпитаксии ЭП1203, оснащенная эффузионными источниками Ga, Mn и тетрамеров As. Подложки GaAs, готовые к эпитаксии (epi-ready), с кристаллографической ориентацией типов (100) и (111)В крепились к молибденовым держателям с помощью индия. Очистка подложек от слоя естественного окисла осуществлялась термическим методом. Процесс очистки контролировался с помощью метода дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Качество очистки поверхности оценивалось по появлению и повышению контрастности картины точечных рефлексов, соответствующих монокристаллическому GaAs. После завершения процедуры термической очистки подложек при температуре 620°C проводилось снижение температуры на 40–50°C и осуществлялся

[¶] E-mail: NickSibirev@yandex.ru

Значение экспериментальных и подгоночных параметров роста ННК (GaMn)As

Образец	Ростовые параметры					Параметры модели		
	Подложка	$T, ^\circ\text{C}$	Поток мышьяка, отн. ед.	$N_w, 10^8 \text{ см}^{-2}$	$H_{\text{эф}}, \text{мкм}$	$\lambda_s, \text{мкм}$	Φ	I_0
1	GaAs (111)B	570	3	0.6	1.0	1.50	126	10^5
2	GaAs (100)	420	4	5.0	0.4	1.31	201	$1.3 \cdot 10^8$
3	GaAs (100)	470	5	2.6	0.4	0.29	161	$1.6 \cdot 10^9$
4	GaAs (100)	480	5.5	6.0	0.25	0.17	165	$8 \cdot 10^9$

Примечание. N_w — поверхностная плотность ННК, $H_{\text{эф}}$ — эффективная толщина осаждаемого слоя.

рост буферного слоя GaAs с целью выравнивания поверхности в течение 15 мин. Скорость роста по GaAs соответствовала 1 монослою (МС) в 1 с. После завершения роста буферного слоя ячейки Ga и As закрывались и температура подложки снижалась на 10°C . Последующее кратковременное открытие ячейки Mn осуществлялось для создания на поверхности образцов массивов нанокластеров, которые в дальнейшем являлись зародышами для роста ННК. По достижении рабочей температуры, которая в наших экспериментах варьировалась в диапазоне $420\text{--}570^\circ\text{C}$, открывались ячейки Mn, Ga, As и начинался непосредственный рост ННК (Ga,Mn)As. Рост осуществлялся в течение 15–60 мин при скорости 1 МС/с [9,10]. Необходимо отметить, что рост ННК проходил в условиях стабилизации по элементам металлической группы, но при разных соотношениях потоков $\text{As}_4/(\text{Ga},\text{Mn})$. Уже через 30 с напыления на картинах ДБЭО наблюдались объемные рефлексии в кубической фазе, свидетельствующие о начале формирования ННК.

Морфология выращенных ННК (Ga,Mn)As изучалась с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) Zeiss Supra 25.

3. Результаты

На рис. 1 представлены типичные изображения ННК (Ga,Mn)As, выращенных при различных условиях. Радиус ННК находится в диапазоне от 10 до 100 нм, а длина ННК изменяется в широких пределах от 500 нм до 20 мкм. Следует отметить, что многие ННК имеют сужение кверху (рис. 1, b), которое может быть объяснено боковым ростом ННК [17–19]. Детальные исследования всех полученных РЭМ-изображений позволили построить зависимости длины от радиуса ННК, выращенных при разных условиях, указанных в таблице. Данные зависимости представлены на рис. 2 и 3.

Для всех образцов длина ННК оказалась много больше эквивалентной толщины осажденного материала, что свидетельствует о преобладании диффузионного транспорта материала в каплю. На рис. 2, a представлена зависимость $L(R)$ образца 1, выращенного при наименьшем потоке As. Она имеет строго возрастающий характер, который может быть описан законом Гиварги-

зова–Чернова [2,20]

$$\frac{dL}{dt} \propto K\Delta\mu^2. \quad (1)$$

Здесь t — время, K — кинетический коэффициент пропорциональности, $\Delta\mu = \Delta\mu_0 - (R^{\text{SV}}/R)$ — разность химических потенциалов в газе и ННК, $\Delta\mu_0$ — разность химических потенциалов в объемном кристалле и газовой фазе, R^{SV} — радиус Гиббса–Томсона, учитывающий кривизну поверхностей раздела капля–пар и капля–ННК.

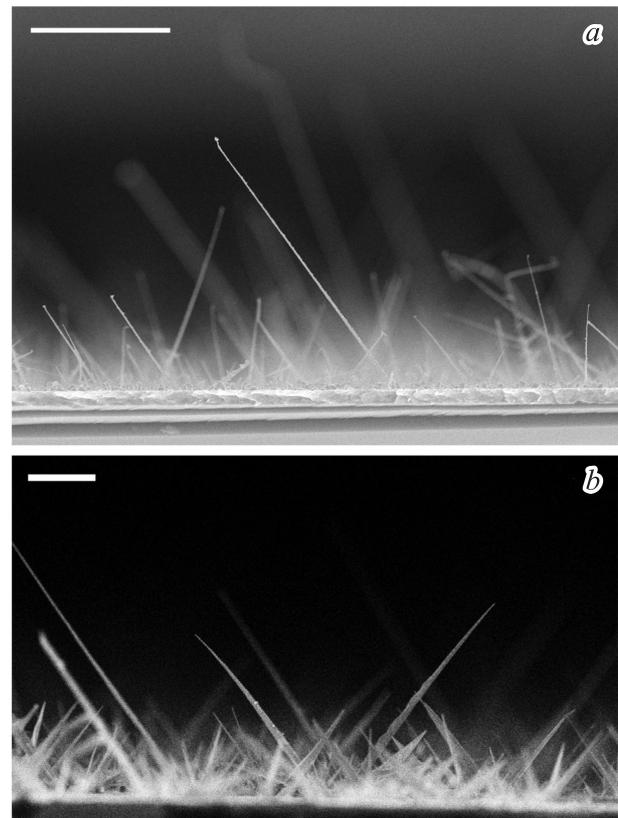


Рис. 1. РЭМ-изображения образцов с массивами ННК (GaMn)As, выращенных при температуре 570°C на поверхности GaAs (111)B, образец 1 (a) и при 480°C на поверхности GaAs (100), образец 4 (b). Масштабная метка соответствует 10 (a) и 1 мкм (b).

На рис. 2, *b* показана зависимость $L(R)$ образца 4, выращенного при наибольшем потоке As. В отличие от предыдущей зависимости длина ННК убывает с увеличением радиуса и может быть описана простейшим диффузионным законом [21]

$$\frac{dL}{dt} \propto \frac{C_*}{R}, \quad (2)$$

где C_* — диффузионный параметр. Отношение длины ННК к эквивалентной толщине осажденного материала в данном случае оказалось меньше, чем в предыдущем. Это связано с более ярко выраженным боковым ростом, что находится в соответствии с данными анализа РЭМ-изображений образцов.

Образцы, выращенные при промежуточных значениях потока мышьяка, имеют зависимость $L(R)$ с максимумом.

Таким образом, нами экспериментально наблюдались различные типы зависимостей — монотонно возрастающие, монотонно убывающие и с максимумом, которые обычно описывают качественно разными моделями.

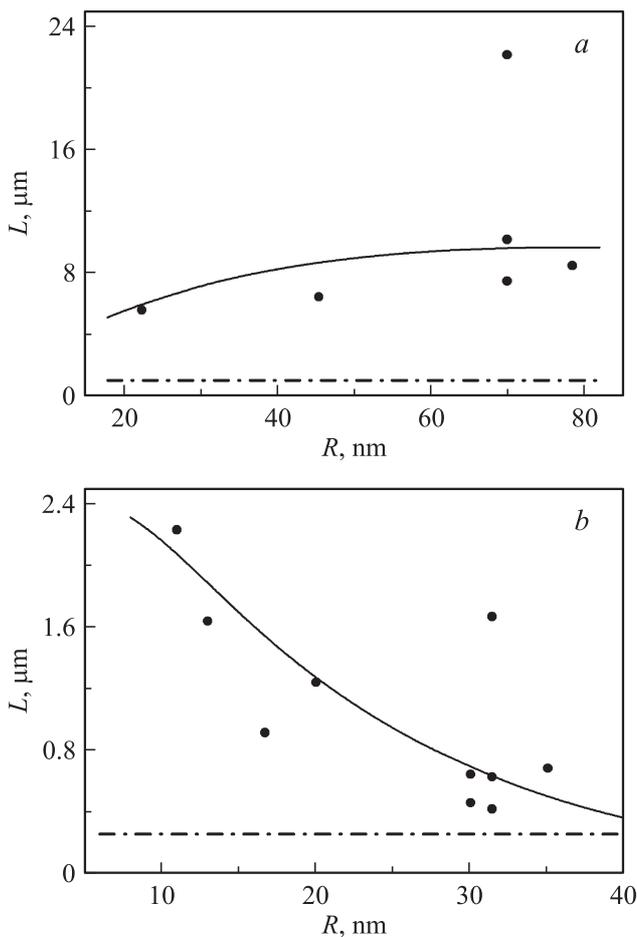


Рис. 2. Зависимости длины ННК от радиуса для образца 1 (*a*) и образца 4 (*b*). Точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — результаты численного моделирования, штрихпунктирная линия соответствует эффективной толщине осажденного материала.

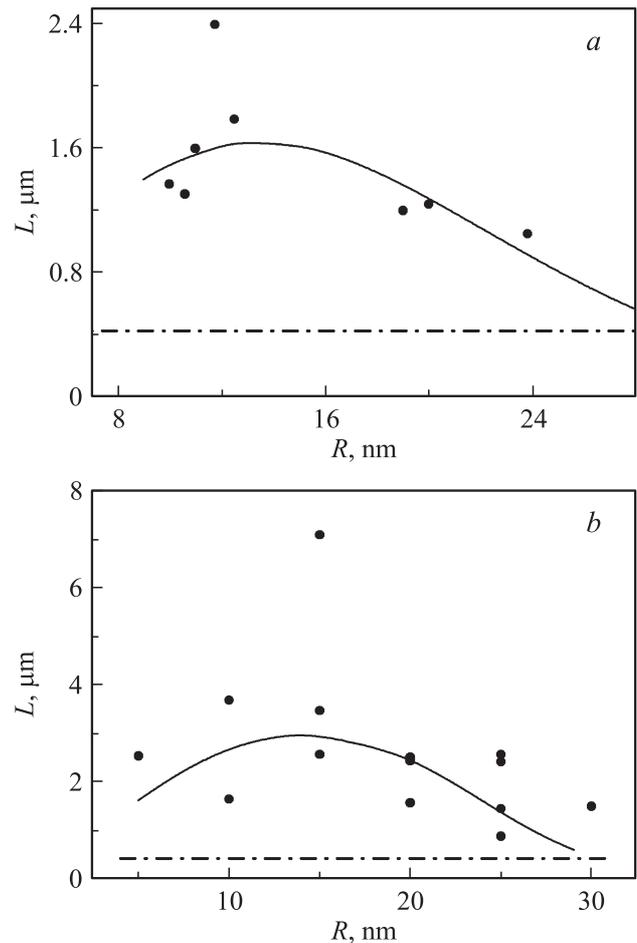


Рис. 3. Зависимости длины ННК от радиуса для образца 2 (*a*) и образца 3 (*b*). Точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — результаты численного моделирования, штрихпунктирная линия соответствует эффективной толщине осажденного материала.

4. Теоретическая модель

Как уже было отмечено выше, для чисто диффузионного роста характерна убывающая зависимость длины ННК L от его радиуса R [21,22]. При этом учет размерного эффекта Гиббса–Томсона приводит к зависимости с максимумом, так как рост ННК малых радиусов будет невозможен [23,24]. Известно, что возрастающие зависимости наблюдаются в том случае, когда рост ННК происходит за счет адатомов, поступающих в каплю в основном напрямую из молекулярного пучка, а не благодаря диффузии [5]. Однако в этом случае длина ННК не должна превышать эффективную толщину осаждения [4]. Поэтому для описания роста ННК была использована нестационарная кинетическая модель, учитывающая все основные процессы, которые могут протекать во время роста ННК: а) прямое попадание адатомов в каплю из потока осаждаемого вещества, б) поток адатомов в каплю за счет диффузии по подложке и по боковым стенкам

ННК, в) кристаллизация на границе жидкость–кристалл, г) испарение с поверхности капли. В общем случае скорость роста ННК может быть найдена из уравнения материального баланса [2,4,25]:

$$\frac{\pi R^2}{\Omega_S} \frac{dL}{dt} = \frac{\pi R^2}{\Omega_S} \frac{\cos(\alpha) + 1}{2} V - \pi R^2 J_{\text{des}} + \frac{\pi R^2}{\Omega_S} V \frac{C_*}{R}. \quad (3)$$

В левой части равенства записано количество атомов материала, которые встраиваются из капли в решетку ННК; Ω_S — объем, приходящийся на пару атомов в твердой фазе. Первое слагаемое в правой части равенства описывает адсорбцию материала из молекулярного пучка, α — угол падения молекулярного пучка относительно нормали, V — эффективная скорость осаждения, в нашем случае $V = 1$ МС/с. Второе слагаемое описывает испарение материала с поверхности капли; здесь $J_{\text{des}} = J_{\text{eq}}(\xi + 1) \exp(R^{LV}/R)$ — испарение с поверхности капли, J_{eq} — испарение с поверхности капли в состоянии равновесия, $\xi = [(C/C_{\text{eq}}) - 1]$ — пересыщение в капле, C (C_{eq}) — концентрация (равновесная концентрация) атомов в капле; $R^{LV} = 2 \frac{\Omega_L}{k_B T} \gamma_{LV} \sin \delta$ — радиус Гиббса–Томсона, вызванный кривизной поверхности капли, Ω_L — объем атома в жидкой фазе, γ_{LV} — поверхностная энергия на границе жидкость–пар; k_B — постоянная Больцмана, T — температура подложки, δ — контактный угол капли. Третье слагаемое описывает диффузионный поток с подложки и с боковых стенок ННК. Диффузионный параметр C_* можно представить следующим выражением [21]:

$$C_* = \frac{2\lambda_s \beta + 2\lambda_f \text{tg } \alpha \cdot [\cosh(L/\lambda_f) - 1 + \beta G \sinh(L/\lambda_f)]}{\beta G \cosh(L/\lambda_f) + \sinh(L/\lambda_f)}, \quad (4)$$

$$G = \frac{I_1(R_w/\lambda_s) K_0(R/\lambda_s) + K_1(R_w/\lambda_s) I_0(R/\lambda_s)}{I_1(R_w/\lambda_s) K_1(R/\lambda_s) - K_1(R_w/\lambda_s) I_1(R/\lambda_s)}, \quad (5)$$

$$\beta = \frac{\sigma_s}{\sigma_f} \sqrt{\frac{D_f \tau_s}{D_s \tau_f}}, \quad (6)$$

где D_i , τ_i , σ_i коэффициент диффузии, время жизни адатома и площадь поверхности, приходящаяся на один атом Ga, соответственно на поверхности подложки ($i = s$) и на боковой стенке ННК ($i = f$), а $\lambda_i = \sqrt{D_i \tau_i}$ — длина свободного пробега адатома, $R_w = 1/\sqrt{\pi N_w}$ — радиус питающей ННК области, N_w — поверхностная плотность ННК; I_m , K_m — модифицированные функции Бесселя порядка m , первого и второго рода соответственно; β — безразмерный подгонный параметр, характеризующий диффузионные процессы.

Скорость роста ННК в приближении моноцентрического зарождения определяется формулой [2]

$$\frac{dL}{dt} = \pi R^2 h I_0 \exp\left[\frac{a}{\ln(\xi + 1) - (R^{SL}/R)}\right], \quad (7)$$

$$a = 4\Omega_S h \left(\frac{\gamma_{SL}}{k_B T}\right)^2, \quad (8)$$

где h — высота монослоя в направлении роста, I_0 — максимальная скорость нуклеации, γ_{SL} — поверхностная энергия на границе жидкость–твердая фаза. В формуле (7) также учтено изменение объема, приходящегося на один атом Ga, при его переходе из капли в твердую фазу [24]. При этом выражение для характерного радиуса, описывающего этот процесс, может быть записано в виде

$$R^{SL} = 2 \frac{(\Omega_S - \Omega_L)}{k_B T} \gamma_{LV} \sin \delta. \quad (9)$$

Следует отметить, что радиус Гиббса–Томсона $R^{SL} = 2(\Omega_S/k_B T) \gamma_{LV} \sin \delta$, используемый в модели Гиваргизова–Чернова, в точности равен сумме R^{LV} — радиуса Гиббса–Томсона, вызванного кривизной поверхности капли, и R^{SL} .

Испарение с поверхности капли в состоянии равновесия J_{eq} можно описать в терминах идеального пересыщения: $\Phi = (V/\Omega_S J_{\text{eq}}) - 1$. Тогда, принимая во внимание равенства (3) и (7), можно записать уравнение на пересыщение в капле:

$$\frac{\pi R^2 h I_0}{V} \exp\left[\frac{a}{\ln(\xi + 1) - (R^{SL}/R)}\right] = \frac{\cos(\alpha) + 1}{2} - \frac{\xi + 1}{\Phi + 1} \exp\left(\frac{R^{LV}}{R}\right) + \frac{C_*}{R}. \quad (10)$$

В каждый момент времени из уравнения (10) мы можем найти пересыщение в капле и, пользуясь уравнением (7), найти скорость роста ННК, что позволяет численно решить наши уравнения.

Параметры описанной модели будут определены на основании следующих предпосылок и табличных значений. Известно, что доля атомов As в капле составляет десятые доли процента [26]. Поэтому поверхностные энергии в основном определяются Ga и Mn и их можно записать в виде

$$\gamma_{LV(SL)} = \gamma_{LV(SL)}^{\text{Ga}} + \Delta \gamma_{VS(SL)}^{\text{Mn}}, \quad (11)$$

где $\gamma_{LV(SL)}^{\text{Ga}}$ — поверхностная энергия Ga, зависящая от температуры, а $\Delta \gamma_{VS(SL)}^{\text{Mn}}$ — поправка, вызванная влиянием Mn. Так как поверхностная энергия Mn больше поверхностной энергии Ga, эта поправка всегда положительная. Исходя из требования минимума свободной энергии системы на поверхности капли, следует ожидать сегрегации материала с меньшей поверхностной энергией (в нашем случае Ga). Поэтому поправка,

связанная с влиянием Mn, должна быть мала. Значения поверхностной энергии γ_{LV}^{Ga} были взяты из [27].

Для определения значения γ_{SL}^{Ga} мы воспользовались условием механического равновесия Небольсина–Щетинина [28], $\gamma_{SV} \leq \gamma_{SL} + \gamma_{LV}$, и необходимым условием для роста ННК, $\gamma_{SV} \geq \sqrt{3}\gamma_{LS}$ [4]. Исходя из этих условий, а также значений поверхностной энергии $\gamma_{LV} \approx 0.7$ Дж/м² [29] и $\gamma_{SV}^{GaAs} \approx 1.5$ Дж/м² [30] мы выбрали следующее значение: $\gamma_{SL}^{Ga} = 0.95\gamma_{LV}^{Ga}$ [31].

Диффузионная длина пробега одиночных адатомов Ga на различных поверхностях GaAs составляет несколько микрометров [5,32–34]. В случае роста ННК она будет меньше из-за встраивания атомов в подложку и боковые стенки. При изменении параметров роста λ_i может уменьшаться до единиц нанометров [5,21]. Важно заметить, что в случае, когда весь материал, попадающий в питающую область, доходит до ННК, зависимость от λ_i исчезает [21].

Значение параметра I_0 быстро возрастает с увеличением концентрации мышьяка в капле [35] и является в нашем случае подгоночным параметром. Поскольку концентрация мышьяка в капле растет при увеличении потока, параметр I_0 так же будет возрастать при изменении температуры ячейки мышьяка.

5. Сравнение экспериментальных данных с результатами численного моделирования

На основании результатов численного моделирования с приведенными выше оценками были найдены значения параметров, наиболее хорошо описывающие полученные экспериментальные данные. Сравнение теоретических зависимостей $L(R)$ с экспериментальными данными представлено на рис. 2 и 3. Значения параметров, описывающие процессы роста ННК (Ga,Mn)As, указаны в таблице.

Было установлено, что при изменении потока мышьяка наиболее сильно изменяется параметр, характеризующий кристаллизацию (Ga,Mn)As под каплей. При малых значениях потока мышьяка процесс кристаллизации на границе капля–ННК является лимитирующим фактором, что выражается в малом значении параметра I_0 , с одной стороны, и возрастающей зависимости $L(R)$ — с другой (рис. 2, *a*). С увеличением потока мышьяка лимитирующей стадией становится диффузионный транспорт материала в каплю. Это приводит к увеличению параметра I_0 и изменению типа зависимости $L(R)$: появляется максимум, который движется с увеличением потока в сторону малых диаметров (рис. 3, *a* и *b*) и при самых больших потоках покидает область экспериментальных данных (рис. 2, *b*).

Наиболее длинные ННК (~ 20 мкм) были выращены на поверхности подложки GaAs (111)В, несмотря на то что в этом случае наблюдалась возрастающая зависимость $L(R)$. Это может быть связано с низкой

плотностью ННК на этом образце и, как следствие, самой большой питающей областью по сравнению с ростом ННК на поверхности GaAs (100).

Следует также отметить, что с увеличением температуры роста возможно увеличение испарения Ga с поверхности образцов, приводящее к уменьшению идеального пересыщения. Однако, поскольку испарилось менее 1% пришедшего Ga, этот эффект был незначительным. При этом с увеличением температуры (в условиях пренебрежимо малого испарения) увеличивается длина свободного пробега одиночных адатомов. Однако в нашем случае длина пробега адатомов, по-видимому, лимитировалась встраиванием адатомов в подложку и ННК и поэтому была слабо связана с температурой [17].

6. Заключение

Таким образом, с помощью метода МПЭ были выращены массивы ННК (Ga,Mn)As, обладающие различными типами зависимости длины от диаметра ННК. Было показано, что определяющим параметром является отношение потоков As и (Ga,Mn). С увеличением этого отношения тип зависимости изменялся от монотонно возрастающей до монотонно убывающей, проходя через зависимость с максимумом. Для описания наблюдаемых экспериментальных зависимостей была предложена модель, основанная на кинетических уравнениях, описывающих процессы испарения, адсорбции, диффузии и кристаллизации. Численное решение полученных уравнений хорошо согласуется с экспериментом.

Работа выполнена при финансовой поддержке различными государственными контрактами с Министерством образования и науки, грантами РФФИ, научными программами РАН. Один из авторов статьи выражает благодарность Совету по грантам президента Российской Федерации для поддержки молодых ученых.

Список литературы

- [1] R.S. Wagner, W.C. Ellis. Appl. Phys. Lett., **4**, 89 (1964).
- [2] В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, Г.Э. Цырлин. Письма ЖТФ, **30** (16), 41 (2004).
- [3] N. Wang, Y. Cai, R.Q. Zhang. Mater. Sci. Engin., **R 60**, 1 (2008).
- [4] В.Г. Дубровский. *Теория формирования эпитаксиальных наноструктур* (М., Физматлит, 2009).
- [5] В.Г. Дубровский, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов. ФТП, **43**, 1585 (2009).
- [6] B.-S. Kim, T.-W. Koo, J.-H. Lee, D.S. Kim, Y.C. Jung, S.W. Hwang, B.L. Choi, E.K. Lee, J.M. Kim, D. Whang. Nano Lett., **9** (2), 864 (2009).
- [7] D.E. Perea, J.E. Allen, S.J. May, B.W. Wessels, D.N. Seidman, L.J. Lauhon. Nano Lett., **6**, 181 (2006).
- [8] A.D. Bouravleuv, S. Mitani, R.M. Rubinger, M.C. do Carmo, N.A. Sobolev, T. Ishibashi, A. Koukitu, K. Takanashi, K. Sato. Physica E, **40**, 2037 (2008).

- [9] А.Д. Буравлев, Г.Э. Цырлин, В.В. Романов, Н.Т. Баграев, Е.С. Брилинская, Н.А. Лебедева, С.В. Новиков, Н. Lipsanen, В.Г. Дубровский. *ФТП*, **46**(2), 188 (2012).
- [10] А.Д. Буравлев, Г.О. Абдрашитов, Г.Э. Цырлин. *Письма ЖТФ*, **38** (17), 78 (2012).
- [11] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (3), 363 (1996).
- [12] H. Ohno. *Nature Materials*, **9**, 952 (2010).
- [13] C. Colombo, D. Spirkoska, M. Frimmer, G. Abstreiter, A. Foncuberta I Moral. *Phys. Rev. B*, **77**, 155 326 (2008).
- [14] J.H. Paek, T. Nishiwaki, M. Yamaguchi, S. Sawaki. *Phys. Status Solidi C*, **6**, 1436 (2009).
- [15] M.R. Ramdani, J.C. Harmand, F. Glas, G. Patriarche, L. Travers. *Cryst. Growth Des.*, **13** (1), 91 (2013).
- [16] C. Soci, X.-Y. Bao, D.P.R. Aplin, D. Wang. *Nano Lett.*, **8** (12), 4275 (2008).
- [17] В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, J.C. Harmand. *ФТП*, **41** (10), 1257 (2007).
- [18] V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, M. Tchernycheva, J.C. Harmand, V.M. Ustinov. *Phys. Rev. E*, **77** (3), 031 606 (2008).
- [19] A.D. Bouravleuv, N.V. Sibirev, G. Statkute, G.E. Cirlin, H. Lipsanen, V.G. Dubrovskii. *J. Cryst. Growth*, **312** (10), 1676 (2010).
- [20] Е.И. Гиваргизов. *Кристаллография*, **20**, 812 (1975).
- [21] В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, Р.А. Сулис, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, М. Tchernycheva, J.C. Harmand. *ФТП*, **40** (9), 1103 (2006).
- [22] Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, И.П. Сошников, Ю.Б. Самсоненко, А.А. Тонких, В.М. Устинов. *ФТП*, **39** (5), 587 (2005).
- [23] L.E. Froberg, W. Seifert, J. Johansson. *Phys. Rev. B*, **76**, 153 401 (2007).
- [24] V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, J.-C. Harmand, F. Glass. *Phys. Rev. B*, **78**, 235 301 (2008).
- [25] L. Lugani, D. Ercolani, L. Sorba, N.V. Sibirev, M.A. Timofeeva, V.G. Dubrovskii. *Nanotechnology*, **23** (9), 095 602 (2012).
- [26] C. Chatillon, F. Hodaj, A. Pisch. *J. Cryst. Growth*, **311** (1–4), 3598 (2009).
- [27] S.C. Hardy. *J. Cryst. Growth*, **71** (3), 602 (1985).
- [28] В.А. Небольсин, А.А. Щетинина. *Неорг. матер.*, **39** (9), 111 (2003).
- [29] J.J. Jasper. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **1** (4), 841 (1972).
- [30] Н.В. Сибирев, М.А. Тимофеева, А.Д. Большаков, М.В. Назаренко, В.Г. Дубровский. *ФТП*, **52** (7), 1428 (2010).
- [31] В.Г. Дубровский. *Письма ЖТФ*, **37** (2), 1 (2011).
- [32] S. Koshiba, Y. Nakamura, M. Tsuchiya, H. Noge, H. Kano, Y. Nagamune, T. Noda, H. Sakaki. *J. Appl. Phys.*, **76**, 4138 (1994).
- [33] J.C. Harmand, G. Patriarche, N. Péré-Laperne, M.-N. Mérat-Combes, L. Travers, F. Glas. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 203 101 (2005).
- [34] Н.В. Сибирев, В.Г. Дубровский, Е.Б. Аршанский, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самсоненко, В.М. Устинов. *ЖТФ*, **79**, 142, (2009).
- [35] F. Glas. *J. Appl. Phys.*, **108** (7), 073 506 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

Influence of As flux on the self-catalyzed (Ga,Mn)As nanowires grown by molecular-beam epitaxy

N.V. Sibirev^{+,‡}, A.D. Bouravleuv^{+,*},
Yu.M. Trushkov^{+,*}, D.V. Beznasyuk^{+,*},
Yu.B. Samsonenko^{+,*}, G.E. Cirlin^{+,‡}

⁺ St. Petersburg Academic University,
194021 St. Petersburg, Russia

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

[‡] St. Petersburg State University,
199034 St. Petersburg, Russia

[•] Institute for Analytical Instrumentation,
Russian Academy of Sciences,
190103 St. Petersburg, Russia

Abstract The investigation of the As flux influence on the growth of self-catalyzed (Ga,Mn)As nanowires was carried out. It is shown that for small arsenic fluxes the nanowire growth is limited by the material crystallization occurring under droplets. At high arsenic fluxes the growth kinetics is determined by gallium transport to the droplet. It was experimentally demonstrated, that the nanowire length–diameter dependence is monotonically increasing at small arsenic fluxes. It can be described in the frame of the Givargizov–Chernov model. At large arsenic fluxes a decreasing diffusion-like dependence is observed.