

О влиянии условий осаждения на морфологию нитевидных нанокристаллов

© В.Г. Дубровский^{*,+}, И.П. Сошников^{*,+}, Н.В. Сибирев^{*,¶}, Г.Э. Цырлин^{*,+,*},
В.М. Устинов^{*,+}, М. Tchernycheva[‡], J.C. Harmand[‡]

* Научно-образовательный комплекс

„Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр Российской академии наук“,
195220 Санкт-Петербург, Россия

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

^{*}Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
190103 Санкт-Петербург, Россия

[‡]CNRS-LPN, Route de Nozay,
91460 Marcoussis, France

(Получена 7 ноября 2006 г. Принята к печати 12 декабря 2006 г.)

Представлены результаты теоретического исследования влияния условий осаждения на морфологические свойства нитевидных нанокристаллов в различных ростовых технологиях. Получены зависимости длины кристаллов от их радиуса, температуры, скорости осаждения, плотности и среднего размера капель — катализаторов роста. Определены значения эффективной диффузионной длины адатома на поверхности подложки в различных режимах роста. Теоретические зависимости длины нитевидных нанокристаллов от радиуса и ростовой температуры поверхности подтверждены экспериментальными данными, полученными для кристаллов GaAs, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии на поверхности GaAs(111)B, активированной Au.

PACS: 61.46.Hk, 68.65.La, 68.37.-d, 81.07.Vb

1. Введение

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) в настоящее время вызывают большой интерес с точки зрения фундаментальной физики ростовых процессов, а также благодаря перспективным применениям в нанoeлектронике [1,2], нанофотонике [3,4] и наномеханике [5]. Кремниевые нитевидные кристаллы (НК) микронного диаметра были получены около 50 лет назад [6]. Эти НК были выращены из паров SiCl₄ и H₂ на поверхности Si (111), активированной Au [6,7], по механизму „пар–жидкость–кристалл“. Современные эпитаксиальные технологии позволяют выращивать полупроводниковые ННК из Si [8–10], A^{III}B^V и A^{II}B^{VI} [11–18] по тому же механизму, но с диаметром, уменьшенным до 10–100 нм, и длиной порядка нескольких микрон. Температура подложки, необходимая для роста ННК, также была существенно уменьшена. Технологии выращивания ННК могут быть разделены на две большие группы. К первой группе относятся технологии, в которых полупроводниковый материал осаждается из газовой фазы [1–8], например химическое газотранспортное осаждение. Технологии этой группы будем называть для краткости газофазной эпитаксией (ГФЭ). Вторая группа включает методы, в которых материал осаждается из пучка частиц в высоковакуумных и сверхвысоковакуумных условиях, например магнетронное напыление (МН) [17,19] и молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ) [10,14–18]. Технологии этой группы далее будем называть высоковакуумным напылением (ВВН). Изуче-

ние механизмов формирования ННК при ВВН и ГФЭ необходимо как для более глубокого понимания физики ростовых процессов на активированных поверхностях, так и для создания массивов ННК с заданными свойствами для различных технологических приложений. Это требует развития адекватных теоретических моделей. На сегодняшний день в литературе имеется относительно небольшое число работ, посвященных исследованию зависимости морфологии ННК от размеров и плотности капель, температуры поверхности и других управляющих параметров ростового процесса. Среди них отметим недавно полученные результаты по зависимости высоты ННК от их диаметра при МПЭ для Si-ННК [10], GaAs-ННК [14,16,18], при ГФЭ различных соединений A^{III}B^V [13], а также при МН GaAs-ННК [17,19].

В известной модели Гиваргизова–Чернова [20] учитывается влияние эффекта Гиббса–Томсона (возрастания химического потенциала из-за кривизны поверхности R) на характер роста НК. Выражение для скорости роста НК, предложенное в [20] и уточненное в [21], имеет вид

$$\frac{dL}{dt} = K \left[\Delta\mu^0 - \frac{R_0}{R} \right]^2.$$

Здесь $\Delta\mu^0$ — разность химических потенциалов пара и кристалла, K — неизвестный коэффициент кристаллизации,

$$R_0 = \frac{2(\Omega_s\gamma_{sv} - 1.5\Omega_l\gamma_{lv})}{k_B T} \approx \frac{2\Omega_s\gamma_{sv}}{k_B T}$$

— характерный радиус, определяемый поверхностными энергиями на границе пар–кристалл γ_{sv} и жидкость–кристалл γ_{lv} , Ω_s и Ω_l — объем атома в твердой и жидкой фазе соответственно, T — ростовая температура

[¶] E-mail: NickSibirev@yandex.ru

поверхности и k_B — постоянная Больцмана. Эта формула хорошо описывает экспериментальные кривые $L(R)$, полученные в экспериментах по высокотемпературному ($T \approx 1000^\circ\text{C}$) газофазному осаждению кремния на поверхности Si (111), активированной Au, в микронной области размеров [20,22]. Кащев [23] недавно предложил другую формулу для скорости роста ННК, полученную в результате рассмотрения двумерной нуклеации из жидкого раствора в капле на грани конечного радиуса R [24]. Модель [23] не учитывает эффект Гиббса–Томсона, но учитывает переход от моноцентрического к полицентрическому режиму нуклеации при увеличении R . Полученная в итоге зависимость имеет вид [23]:

$$\frac{dL}{dt} = \frac{h\pi IR^2}{1 + 3^{1/3}(\pi I/v)^{2/3}R^2},$$

где h — высота монослоя, I — скорость нуклеации и v — скорость латерального роста островков. Более детальная модель, построенная в [21], учитывает как эффект Гиббса–Томсона, так и зависимость характера нуклеации от размера грани. Все эти модели предсказывают монотонно возрастающую зависимость высоты ННК от радиуса и могут быть использованы для описания как экспериментов по высокотемпературному ГФЭ-росту ННК, так и в случае МПЭ — для сравнительно коротких и широких ННК [21,23].

С другой стороны, во многих экспериментах по росту ННК методами ГФЭ, МПЭ и МН было показано, что для Si-ННК при $T = 525^\circ\text{C}$ [10] и различных A^{III}B^V -ННК при $T = 550\text{--}590^\circ\text{C}$ [13,14,17] зависимость высоты ННК от диаметра является убывающей при достаточно малых диаметрах $\sim 10\text{--}100$ нм. Экспериментальные кривые обычно описываются формулой $L = A + B\frac{R^*}{R}$, где A и B — некоторые параметры, не зависящие от R , а R^* — характерный радиус диффузии. Экспериментальные кривые $L(R)$, полученные в работе [16], убывают для диаметров в диапазоне 40 до 120 нм и переходят в медленное возрастание при больших R . При этом убывающая часть кривой $L(R)$ может быть аппроксимирована зависимостью $L(R) \propto 1/R$. Зависимость длины НК от радиуса такого типа характерна для так называемого диффузионного режима роста, когда материал поступает в каплю либо с подложки [14,17], либо с боковых граней ННК [13]. Диффузионный поток поставляет полупроводниковый материал в каплю и создает пересыщение раствора, достаточное для начала кристаллизации, тогда как прямое попадание вещества в каплю становится менее существенным. Когда длина ННК достигает диффузионной длины адатома на боковой стенке, диффузионный поток в каплю убывает, концентрация раствора и радиус капли уменьшаются, что ведет к заострению ННК [15]. Обобщенная кинетическая модель работы [25] позволяет описывать указанные эффекты, в частности появление минимума на кривой $L(R)$ и заострение достаточно высоких ННК. Ясно, что размерный эффект Гиббса–Томсона [20] и уменьшение скорости роста на малой грани [21,23] существенны, когда рост ННК происходит в основном за счет прямого попадания вещества в каплю. Этот случай соответствует

высокой температуре подложки и соответственно малой диффузионной длине адатомов. При низкой температуре подложки диффузионная длина возрастает и рост ННК контролируется диффузией адатомов. Так как число частиц, адсорбированных из газовой фазы, пропорционально площади поверхности капли (R^2), а диффузионный поток с боковых граней пропорционален периметру ННК (R), скорость роста ННК можно определить из уравнения материального баланса

$$R^2 \frac{dL}{dt} = AR^2 + BR^*R,$$

откуда

$$\frac{dL}{dt} = A + B \frac{R^*}{R}.$$

Подобная зависимость длины НК от диаметра была получена ранее Диттмаром и Нойманом [26], Рутон и Хирсом [27] и Блейкли и Джексоном [28] в приближении дислокационной модели.

Цель данной работы заключается в теоретическом исследовании диффузионного режима роста ННК с более подробным рассмотрением процессов на подложке и, в частности, диффузионного потока с подложки на боковые грани ННК. Сразу же отметим, что рассмотренная выше зависимость длины ННК $L(R) \propto 1/R$ отнюдь не является общим случаем, поскольку характерный диффузионный радиус R^* зависит, вообще говоря, от характера роста на поверхности подложки. В частности, R^* является функцией отношения R/λ_s , где λ_s — эффективная диффузионная длина на подложке [19,29]. Как показано в [29], в условиях высоковакуумного напыления при определенных условиях может реализовываться зависимость вида $1/R^2$. Тип зависимости $L(R)$ в конкретных условиях ростового эксперимента определяется отношением R/λ_s . Поэтому в работе будет построена модель для расчета эффективной длины диффузии λ_s на подложке. Данная модель учитывает послойный рост подложки, диффузионный поток на ННК, адсорбцию и десорбцию на поверхности капли. Будет рассмотрена зависимость длины ННК от температуры поверхности и скорости осаждения материала, а также среднего размера $\langle R \rangle$ и плотности ансамбля капель N_W в условиях ВВН и ГФЭ. Будет проведено сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей $L(V)$ и $L(T)$ для Ga(Al)As-ННК, выращенных методом МПЭ на поверхностях GaAs (111)В, активированных каплями Au (здесь V — поток вещества).

2. Теоретическая модель

Термодинамической движущей силой для формирования ННК по механизму пар–жидкость–кристалл является пересыщение газовой фазы Φ , определяемое согласно выражению

$$\Phi = \frac{V\tau_1}{2r_1\Omega_s C_{\text{eq}}} - 1.$$

Здесь V — поток вещества из газообразной фазы, τ_1 — время жизни частицы в капле, r_1 — расстояние между

частицами в жидкой фазе и $C_{\text{eq}}(T)$ — равновесная концентрация раствора. В случае высоковакуумного напыления V есть скорость осаждения. В случае ГФЭ — V определяется температурой T_v и давлением P_v пара согласно соотношению

$$V = \chi c_g \frac{\sigma P_v}{\sqrt{2\pi m k_B T_v}}.$$

Здесь $\sigma_s = \Omega_s/h$ — площадь, занимаемая адатомом на подложке, m — масса молекулы, c_g — геометрический фактор и χ — эффективность химической реакции, если речь идет о химическом осаждении. Пересыщение Φ увеличивается при увеличении V и понижении T примерно как

$$\Phi = \text{const} V \exp\left(\frac{\Lambda_l + E_A^l}{k_B T}\right) - 1,$$

где Λ_l — теплота кристаллизации раствора и E_A^l — энергия активации десорбции из капли. Как показано в работе [25], в случае $\Phi \gg \xi$ (ξ — пересыщение в капле) рост ННК определяется транспортом материала в каплю, а всеми задержками роста, связанными с размерными эффектами типа Гиббса–Томсона и конечного радиуса грани, можно пренебречь. В дальнейшем мы будем называть такой режим роста диффузионным. Модель диффузного роста ННК, рассматриваемая в дальнейшем, приведена на рис. 1. Она учитывает: 1) прямое попадание материала в каплю со скоростью V ; 2) десорбцию из капли; 3) диффузионный поток адатомов с подложки и боковых граней в каплю и 4) рост неактивированной поверхности со скоростью V_s . Кристаллы считаются цилиндрами постоянного радиуса R и длины L , а капля — полусферой того же радиуса R . Скорость роста ННК в ста-

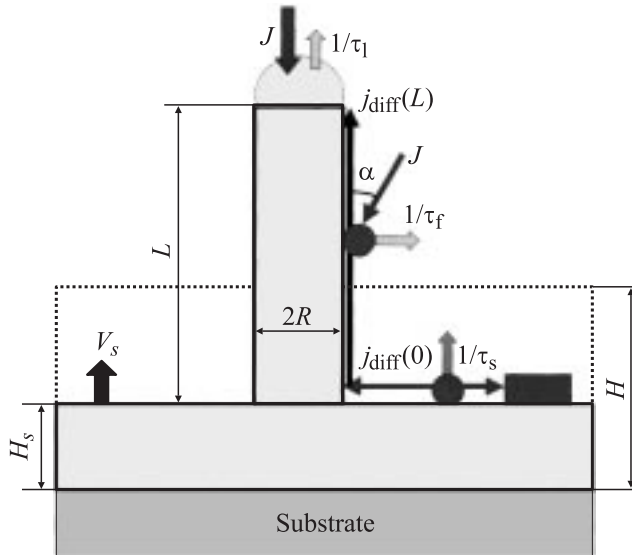


Рис. 1. Схематическое изображения формирования ННК радиуса R : L — длина ННК в момент времени t , $H = Vt$ — эффективная толщина осаждения, $H_s = V_s t$ — средняя толщина слоя, выросшего на подложке, $j_{\text{diff}}(0)$ — диффузионный поток с поверхности к основанию ННК, $j_{\text{diff}}(L)$ — диффузионный поток на вершину ННК.

ционарном режиме роста определяется выражением [14]

$$\frac{\pi R^2}{\Omega_s} \frac{dL}{dt} = \left(\frac{V - V_s}{\Omega_s} - \frac{2C_{\text{eq}} r_1}{r_1} \right) \pi R^2 + j_{\text{diff}}(L).$$

Первое слагаемое в правой части (1) описывает адсорбцию на поверхности капли, десорбцию из капли и рост на поверхности подложки. Второе слагаемое учитывает диффузионный поток в каплю с боковых граней ННК:

$$j_{\text{diff}}(L) = -D_f 2\pi R \left. \frac{dn_f}{dz} \right|_{z=L}. \quad (2)$$

Здесь n_f — поверхностная концентрация адатомов на боковой стенке ННК. D_f — коэффициент диффузии на боковых стенках, координатная ось z направлена перпендикулярно поверхности. Как видно из рис. 1, диффузионный поток $j_{\text{diff}}(L)$ складывается из двух составляющих: 1) поток частиц, адсорбированных непосредственно на боковых стенках из газовой фазы, и 2) поток частиц, адсорбированных на поверхности подложки, мигрирующих к основанию ННК и поднимающихся вверх к капле. В общем случае диффузионный поток к основанию ННК зависит от радиуса R , распределения ННК по радиусам и характеристик активированной поверхности.

В стационарном режиме роста концентрации адатомов на боковой поверхности n_f и на поверхности подложки n_s подчиняются следующим диффузионным уравнениям:

$$D_f \frac{d^2 n_f}{dz^2} + J \sin \alpha - \frac{n_f}{\tau_f} = 0, \quad (3)$$

$$D_s \Delta n_s + J - \frac{n_s}{\tau_s} = 0. \quad (4)$$

Здесь D_s — коэффициент диффузии адатома на поверхности подложки, $J = V/\Omega_s$ — плотность потока из газообразной фазы на поверхности капли, α — эффективный угол падения потока, τ_f , τ_s — время жизни адатома на боковой грани и на поверхности подложки соответственно. В случае МПЭ адсорбция на боковых стенках вертикально стоящих ННК обычно мала ($\alpha \approx 0$). В случае ГФЭ пары заполняют все пространство между ННК, поэтому $\alpha \approx 90^\circ$, т.е. адсорбция на боковых стенках имеет ту же вероятность, что и на поверхности капли. Если пренебречь нуклеацией на боковых гранях, то время жизни адатома на боковых стенках τ_f определяется только десорбцией. Для определения эффективного времени жизни адатома на поверхности необходимо рассматривать следующие процессы: 1) нуклеацию на поверхности, 2) диффузию к основаниям ННК и 3) десорбцию. Для решения уравнений (3), (4) необходимо 4 граничных условия, которые мы выберем следующим образом [29]:

$$\begin{cases} \frac{dn_s}{dr} \Big|_{r=R_w} = 0, \\ \frac{D_s dn_s}{dr} \Big|_{r=R} = - \frac{D_f dn_f}{dz} \Big|_{z=0}, \\ \sigma_s n_s(R) = \sigma_f n_f(0), \\ n_f(L) = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Первое условие означает равенство нулю диффузионного потока на границе питающей полосы радиуса R_w ,

равной половине среднего расстояния между ННК. Второе условие выражает собой закон сохранения вещества на границе ННК с подложкой. Третье условие требует непрерывности химических потенциалов адатомов на границе (σ_f — площадь адсорбционного места на боковой поверхности). Наконец, последнее условие требует обращения в нуль концентрации адатомов на границе с каплей.

Решая уравнения (3), (4) с граничными условиями (5), можно найти точное решение для концентрации адатомов на поверхности подложки и на боковых стенках. Диффузионный поток $j_{\text{diff}}(L)$ определяется после этого из соотношения (2). Подстановка полученного результата для $j_{\text{diff}}(L)$ в (1) дает выражение для скорости роста ННК в диффузионном режиме. Подробности расчета даны в работе [29]. Полученное там решение для скорости роста удобно записать в безразмерном виде:

$$\frac{dL}{dH} = \varepsilon - \gamma + \frac{R(R/\lambda_s, R_w/\lambda_s, L/\lambda_f, \beta)}{R}. \quad (6)$$

Здесь $H = Vt$ есть количество материала, осажденного на поверхность за время t . Независимое от R слагаемое в (6) учитывает прямое попадание вещества в каплю, десорбцию из капли ($\gamma = 1/(\Phi + 1)$) и рост неактивированной поверхности ($\varepsilon = 1 - V_s/V$). Второе слагаемое описывает диффузионный вклад. Решение уравнений (3), (4) с граничными условиями (5) позволяет найти явное выражение для R^* в виде

$$R^* = \frac{2\lambda_s\beta + 2\lambda_s \sin \alpha [\text{ch}(L/\lambda_f) - 1 + \beta G \text{sh}(L/\lambda_f)]}{\beta G \text{ch}(L/\lambda_f) + \text{sh}(L/\lambda_f)}. \quad (7)$$

Здесь

$$\lambda_f = \sqrt{D_f \tau_f} \propto \exp\left(\frac{E_A^f - E_D^f}{2k_B T}\right)$$

— диффузионная длина на боковой поверхности (лимитированная десорбцией), E_A^f и E_D^f — активационные барьеры десорбции и диффузии, $\lambda_s = \sqrt{D_s \tau_s}$ — эффективная диффузионная длина адатома на поверхности подложки (обычно лимитированная нуклеацией или уходом на ННК), и

$$\beta = (\sigma_s \lambda_s D_f / \sigma_f \lambda_f D_s) \approx \sqrt{D_f \tau_s / D_s \tau_f}.$$

Функция G определяется выражением

$$G = \frac{I_1(R_w/\lambda_s)K_0(R/\lambda_s) + K_1(R_w/\lambda_s)I_0(R/\lambda_s)}{I_1(R_w/\lambda_s)K_1(R/\lambda_s) - K_1(R_w/\lambda_s)I_1(R/\lambda_s)}. \quad (8)$$

Функции I_m и K_m здесь и далее есть модифицированные функции Бесселя порядка m в стандартных обозначениях: I — возрастающие, K — убывающие на бесконечности. Формулы (7) и (8) показывают, что в общем случае диффузионный радиус R^* является функцией четырех переменных: отношения радиуса ННК к диффузионной длине на поверхности подложки R/λ_s , отношения среднего расстояния между ННК к диффузионной длине на поверхности подложки R_w/λ_s , отношения длины ННК к диффузионной длине на боковых стенках L/λ_f и безразмерного параметра β .

Диффузионная длина λ_s и коэффициент

$$\varepsilon = 1 - \frac{V_s}{V} = 1 - \frac{H_s}{H}$$

являются двумя внешними параметрами модели. Коэффициент ε может быть определен экспериментально по измеренному значению средней толщины слоя, выросшего на подложке H_s [10]. Для определения λ_s требуется рассмотрение ростовой кинетики на неактивированной поверхности. Введем вероятность миграции адатома к основанию ННК $\varepsilon_1 = \Omega_s J_{\text{diff}}/V$ (J_{diff} — суммарный поток адатомов, нормированный на единицу площади подложки), вероятность встраивания адатома в растущую поверхность подложки $\varepsilon_2 = V_s/V$ и вероятность десорбции с подложки $\varepsilon_3 = V_{\text{des}}/V$ (обычно вероятность $\varepsilon_3 \ll 1$). Очевидно, из закона сохранения масс $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = 1$ и $\varepsilon = 1 - \varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \varepsilon_3$ по определению. Так как вероятность ε_1 описывает диффузию с подложки на боковые стенки ННК, она должна быть пропорциональна суммарному диффузионному потоку J_{diff} . Последний может быть определен как произведение усредненного диффузионного потока $\langle j_{\text{diff}}(0) \rangle$ и плотности ННК:

$$\varepsilon_1 \frac{V}{\Omega_s} = N_w \langle j_{\text{diff}}(0) \rangle. \quad (9)$$

Здесь и далее

$$\langle g \rangle = \int_0^\infty dR f(R) g(R)$$

означает усреднение с нормированной функцией распределения каплей по радиусам $f(R)$. Диффузионный поток к основанию ННК $j_{\text{diff}}(0)$ может быть найден из решения уравнений (3), (4) и (5) для концентрации $n_s(r)$ по формуле

$$j_{\text{diff}}(0) = D_s 2\pi R \left. \frac{dn_s}{dr} \right|_{r=R}.$$

Результат для $j_{\text{diff}}(0)$ имеет вид

$$j_{\text{diff}}(0) = \pi R \frac{V}{\Omega_s} \left[R^* \text{ch}\left(\frac{L}{\lambda_f}\right) - 2\lambda_f \text{sh}\left(\frac{L}{\lambda_f}\right) \sin \alpha \right], \quad (10)$$

где функция R^* определяется выражением (7). Подставляя (10) в (9), после усреднения получим

$$\frac{\varepsilon_1}{\pi N_w \langle R \rangle} = \frac{\langle R^* R \rangle}{\langle R \rangle} \text{ch}\left(\frac{L}{\lambda_f}\right) - 2\lambda_f \text{sh}\left(\frac{L}{\lambda_f}\right) \sin \alpha. \quad (11)$$

Так как R^* — известная функция диффузионной длины λ_s , уравнение (11) позволяет найти диффузионную длину λ_s как функцию от ε_1 , распределения каплей по размерам $f(r)$ и условий роста T и V . В простейшем случае, когда R^* не зависит от R , имеем $\langle R^* R \rangle / \langle R \rangle = R^*$ и уравнение (6) сводится к полученному в [30]:

$$\frac{dL}{dH} = \varepsilon - \gamma + \frac{1}{R} \left[\frac{\varepsilon_1}{\pi \langle R \rangle N_w \text{ch}(L/\lambda_f)} + 2\lambda_f \text{th}\left(\frac{L}{\lambda_f}\right) \sin \alpha \right]. \quad (12)$$

Если диффузионная длина λ_s существенно меньше, чем радиус ННК и характерный размер двумерных островков на подложке, вероятность ε_1 пропорциональна суммарному периметру ННК на единицу площади $P_W = 2\pi N_W \langle R \rangle$, а вероятность ε_2 пропорциональна усредненному по времени роста монослоя периметру островков P_I . Как показано, например, в [31], в режиме полной конденсации, когда вероятность ε_2 близка к единице, зависимость периметра островков от времени имеет вид $P_I(\tau) = \pi \sqrt{N_I \tau} e^{-\tau}$. Здесь N_I — поверхностная плотность островков, возникающих в каждом слое, $\tau = t/t_{ML}$ — безразмерное время, t_{ML} — время роста монослоя. Усредняя данное выражение по τ , получаем

$$P_I \approx \pi \sqrt{N_I} \int_0^{\infty} dx x^{1/2} e^{-x} = \frac{\pi^{3/2}}{2} \sqrt{N_I}. \quad (13)$$

Плотность островков N_I при послыном росте в условиях полной конденсации может быть найдена на основе теории нуклеации [24], соответствующий результат приведен, например, в [31]. Для дальнейшего важно, что N_I зависит от температуры T и потока V следующим образом:

$$N_I \propto V^2 \exp\left(\frac{3\Lambda_s + 2E_D^s}{k_B T}\right). \quad (14)$$

Здесь Λ_s — теплота конденсации двумерного „пара“ адатомов и E_D^s — активационный барьер диффузии. Выражение (14) показывает, что плотность островков увеличивается с увеличением скорости осаждения и уменьшается с увеличением температуры поверхности. Наконец, вероятность десорбции ε_3 в рассматриваемом случае обратно пропорциональна диффузионной длине адатома на пустой поверхности $1/\lambda_s^0$. Ее температурная зависимость определяется аррениусовской экспонентой

$$\lambda_s^0 \approx \sqrt{\sigma_s} \exp\left[\frac{(E_A^s - E_D^s)}{2k_B T}\right],$$

где E_A^s — активационный барьер десорбции. Таким образом, выражения для ε и ε_1 можно записать в виде

$$\varepsilon = \frac{1 + P_W \lambda_s^0}{1 + (P_W + P_I) \lambda_s^0},$$

$$\varepsilon_1 = \frac{P_W \lambda_s^0}{1 + (P_W + P_I) \lambda_s^0}, \quad \lambda_s \ll R. \quad (15)$$

В противоположном случае, когда λ_s много больше диаметра ННК и островков, но меньше среднего расстояния между ними, вероятность ε_1 пропорциональна поверхностной плотности ННК N_W , вероятность ε_2 пропорциональна поверхностной плотности N_I и вероятность десорбции ε_3 пропорциональна $(2\pi \lambda_s^0)^{-2}$. Повторяя рассуждения, приведенные выше, выражения для ε и ε_1 в этом случае принимают вид

$$\varepsilon = \frac{1 + 2\pi N_W (\lambda_s^0)^2}{1 + 2\pi (N_W + N_I) (\lambda_s^0)^2},$$

$$\varepsilon_1 = \frac{2\pi N_W (\lambda_s^0)^2}{1 + 2\pi (N_W + N_I) (\lambda_s^0)^2}, \quad \lambda_s \gg R. \quad (16)$$

Таким образом, при известных параметрах начального ансамбля капель и условиях осаждения T и V приведенные формулы позволяют самосогласованно рассчитать значения λ_s , ε и ε_1 .

3. Результаты и обсуждение

Рассмотрим вначале некоторые частные случаи, описываемые предложенной теоретической моделью и относящиеся к различным ростовым технологиям. В случае ГФЭ ($\sin \alpha = 1$) при высоких температурах и $L/\lambda_f \gg 1$ рост ННК определяется адсорбцией вещества на боковых гранях и соотношение (12) сводится к известной формуле [14,22]:

$$L = \left(\varepsilon - \gamma + \frac{2\lambda_f}{R}\right) H. \quad (17)$$

Эта зависимость хорошо соответствует экспериментальным данным по росту различных $A^{III}B^V$ -ННК методом химической газотранспортной эпитакии [13]. В данном случае процессы, происходящие на поверхности подложки, влияют только на величину ε в выражении для длины ННК, но не влияют на величину диффузионного вклада.

В случае ВВН адсорбция на боковых стенках мала ($\sin \alpha \approx 0$) и ННК растет в основном за счет диффузии с подложки [14]. Для численных оценок рассмотрим типичные условия МПЭ-роста GaAs-ННК на поверхности GaAs (111)В, активированной Au: $N_W \approx 10^9 \text{ см}^{-2}$, $\langle R \rangle = 40 \text{ нм}$ и $T = 590^\circ \text{C}$ [14,15]. Различные оценки для диффузионной длины Ga на GaAs (110) при этой температуре находятся в диапазоне от 3 [15] до 10 мкм [32]. Следовательно, для ННК длиной порядка нескольких микрон мы можем использовать упрощенное выражение $R^* = 2\lambda_s/G$ при $L/\lambda_f \ll 1$ вместо общей формулы (7). Среднее расстояние между ННК в рассматриваемом случае равно 180 нм. Если диффузионная длина λ_s составляет значение порядка нескольких десятков нанометров (что будет обосновано далее), то мы можем использовать асимптотику уравнения (8) при $R_W/\lambda_s \gg 1$. В этом случае уравнения (7), (8) сводятся к

$$R^* = 2\lambda_s \frac{K_1(R/\lambda_s)}{K_0(R/\lambda_s)} \rightarrow \begin{cases} 2\lambda_s, & \lambda_s \ll R, \\ \frac{2\lambda_s^2}{R \ln(\lambda_s/R)}, & \lambda_s \gg R. \end{cases} \quad (18)$$

В (18) показаны два предельных случая поведения диффузионного радиуса R^* . При малых отношениях λ_s/R формула (18) дает классическую диффузионную зависимость длины ННК от радиуса вида $L(R) \propto 1/R$. При больших значениях λ_s/R величина R^* обратно пропорциональна R со слабой логарифмической поправкой. Соответственно длина ННК зависит от R приблизительно как $1/R^2$. Заметим, что в случае $R^* = \text{const}$ и $R^* \propto 1/R$,

усреднение в уравнении (11) тривиально:

$$\frac{\langle R^*R \rangle}{\langle R \rangle} = 2\lambda_s$$

и

$$\frac{\langle R^*R \rangle}{\langle R \rangle} = \frac{2\lambda_s^2}{\langle R \rangle}$$

соответственно. Тогда выражение (18) с учетом (6), (11), (15) и (16) дает следующие результаты для скорости роста и эффективной диффузионной длины в случаях $1/R$ - и $1/R^2$ -диффузии:

$$L = \left(\varepsilon - \gamma + \frac{2\lambda_s}{R} \right) H, \quad \lambda_s \ll R, \quad (19)$$

$$\lambda_s = \frac{\lambda_s^0}{1 + (P_W + P_I)\lambda_s^0} \approx \frac{1}{P_W + P_I}, \quad \lambda_s \ll R, \quad (20)$$

$$L \approx \left(\varepsilon - \gamma + \frac{2\lambda_s^2}{R^2} \right) H, \quad \lambda_s \gg R; \quad (21)$$

$$\lambda_s = \frac{\lambda_s^0}{\sqrt{1 + 2\pi(N_W + N_I)(\lambda_s^0)^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi(N_W + N_I)}}, \quad \lambda_s \gg R. \quad (22)$$

Приближенные формулы (20) и (21) соответствуют малой десорбции с подложки, что справедливо в большинстве случаев. Например, для GaAs-ННК, выращиваемых на подложке GaAs (111)В, диффузионная длина атомов Ga на пустой поверхности λ_s^0 равна примерно 6 мкм [33]. При $N_W = 10^9 \text{ см}^{-2}$ и $\langle R \rangle = 50 \text{ нм}$ это соответствует $P_W\lambda_s^0 \approx 19$ и $2\pi N_W(\lambda_s^0)^2 \approx 2300$. Соответственно уравнения (15), (16) в отсутствие десорбции принимают вид

$$\varepsilon = \varepsilon_1 = \frac{P_W}{P_W + P_I}, \quad \lambda_s \ll R, \quad (23)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_1 = \frac{N_W}{N_W + N_I}, \quad \lambda_s \gg R. \quad (24)$$

Наложив на экспериментальные данные по $L(R)$ при ГФЭ зависимость (17) или одну из зависимостей (19), (21) при ВВН, мы можем найти значение $\varepsilon - \gamma$ и λ_s или λ_f . Измерив среднюю толщину эпитаксиального слоя на подложке H_s , мы можем найти ε и определить коэффициент десорбции $\gamma = 1/(\Phi + 1)$, откуда можно также оценить пересыщение газовой фазы Φ . В условиях ВВН в отсутствие десорбции с подложки, даже без измерения величины H_s , по известным N_W и $\langle R \rangle$ мы можем определить P_I или N_I из уравнений (20) или (22) и вычислить ε по формулам (23) или (24). После этого значения γ и Φ определяются по известной величине $\varepsilon - \gamma$. Следует отметить, что сопоставление экспериментальных кривых $L(R)$ с формулами (19), (21) или, в общем случае, с формулой (18) дает информацию о характере диффузии адатомов с подложки на боковые стенки ННК (закон $1/R$, $1/R^2$ или их комбинация).

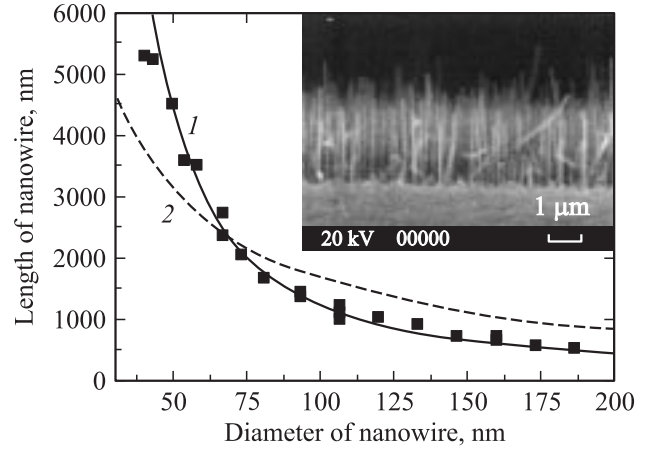


Рис. 2. Экспериментальная (квадраты) и теоретические (линии) зависимости длины от диаметра для AlGaAs-ННК. Сплошная линия — формула (21) при $\lambda_s = 43 \text{ нм}$ и $\varepsilon - \gamma = 0.25$. Штриховая линия — $1/R$ -зависимость из работы [34]. На вставке — РЭМ-изображение исследуемого образца.

Как уже отмечалось, диффузионная зависимость длины ННК от радиуса типа $1/R$ наблюдалась экспериментально для Si/Si(111)-Au-ННК, выращенных методом МПЭ при $T = 525^\circ\text{C}$ [10], для GaAs/GaAs(111)В-Au-ННК, выращенных методом МПЭ при $T = 550\text{--}590^\circ\text{C}$ [13,14,16], а также для GaAs/GaAs(111)В-Au-ННК, выращенных методом магнетронного напыления при $T = 585^\circ\text{C}$ [17]. Далее мы приводим экспериментальные данные для ННК $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}(111)\text{В-Au}$ и для GaAs/GaAs(111)В-Au, в которых зависимость длины от радиуса ведет себя как $1/R^2$. $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -ННК были выращены методом МПЭ при температуре $T = 585^\circ\text{C}$ и толщине осаждения $H = 725 \text{ нм}$. Детали ростового эксперимента приведены в работе [34]. GaAs-ННК были выращены методом МПЭ при температуре $T = 560^\circ\text{C}$ и толщине осаждения $H = 1000 \text{ нм}$. Описание эксперимента можно найти в работе [29]. Параметры распределения капель Au по размерам ($\langle R \rangle$ и N_W) для обеих ансамблей ННК приведены в таблице. Как видно из сравнения рис. 2 и 3, GaAs-ННК существенно шире и имеют большой разброс по R , так как Au-капли в данном случае были получены из слоя Au толщиной 2.5 нм [29], тогда как в [34] осаждалось только 1.25 нм Au.

На основе анализа изображений, полученных методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), были построены экспериментальные зависимости $L(R)$, показанные точками на рис. 2 и 3. Сплошная линия на рис. 2 получена по формуле (21) для $1/R^2$ -диффузии. Для сравнения на рисунке приведена штриховая линия, соответствующая наилучшему подбору параметров в (12) для случая $1/R$ -диффузии [34]. Легко видеть, что $1/R^2$ -кривая гораздо лучше соответствует экспериментальным данным. Из сопоставления теоретических и экспериментальных зависимостей $L(R)$ были получены

Условия МПЭ и расчетные параметры для ННК AlGaAs и GaAs

| ННК | $N_W, \text{см}^{-2}$ | $\lambda_s, \text{нм}$ | $N_I, \text{см}^{-2}$ | ε | γ | Φ |
|--|-----------------------|------------------------|-----------------------|---------------|----------|--------|
| Al _{0.33} Ga _{0.67} As при 585°C | $2.7 \cdot 10^9$ | 43 | $5.9 \cdot 10^9$ | 0.32 | 0.07 | 13 |
| GaAs при 560°C | $2 \cdot 10^9$ | 35 | $1.1 \cdot 10^{10}$ | 0.15 | 0.05 | 19 |

значения λ_s и $\varepsilon - \gamma$. Затем по формуле (22) при известном N_W было вычислено значение N_I , а по формуле (24) — значение ε . Отсюда были также получены значения скорости десорбции из капли γ и пересыщения $\Phi = 1/\gamma - 1$. Расчетные значения параметров для AlGaAs-ННК приведены в таблице. Сплошная линия на рис. 3 соответствует приближенной формуле (21), штриховая линия получена из численного решения точных уравнений (7), (8). Видно, что упрощенная формула (21) дает достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными. Теоретическая кривая проходит ниже, чем экспериментальные точки в диапазоне 200–400 нм, что неудивительно, так как в этом диапазоне общая формула (18) переходит от зависимости типа $1/R^2$ к $1/R$ для длины вискеров L . Расчетные значения параметров для GaAs-ННК также представлены в таблице.

Анализ полученных данных показывает, что ННК потребляют около 32% материала с поверхности подложки в случае AlGaAs и около 15% в случае GaAs. Эффективная диффузионная длина адатома на поверхности подложки в 1.23 раза больше для AlGaAs из-за меньшей поверхностной плотности островков, несмотря на то что скорость диффузии атомов Al меньше, чем Ga. Так как минимальный радиус ННК $R_{\min} = 20$ нм в эксперименте с AlGaAs-ННК и 31 нм в опыте с GaAs-ННК, максимальное отношение длины ННК к толщине осаждения

составляет $(L/H)_{\max} \approx 7.3$ для AlGaAs и только 3.2 для GaAs. Это хорошо соответствует квадратичной зависимости $(L/H)_{\max} \propto (\lambda_s/R_{\min})^2$. Отметим также, что приведенные оценки дают разумные значения для поверхностной плотности островков в режиме полной конденсации $\sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [31]. Полученные значения для пересыщения $\Phi = 13 - 19$ удовлетворяют основному условию диффузионного режима роста $\Phi \gg \xi$, так как обычно пересыщение в капле ξ меньше 1 [22]. Скорость десорбции из капли равна примерно 7% для GaAs- и 5% для AlGaAs-ННК.

Для исследования зависимости длины ННК L от $\langle R \rangle$, N_W , T и V предположим, что независимым от R слагаемым в (6) можно пренебречь ($\varepsilon - \gamma \ll R^*/R$), что всегда верно для тонких ННК в диффузионном режиме роста. В случае высокотемпературной ГФЭ, когда $L/\lambda_f \gg 1$, ННК растут за счет диффузии атомов, адсорбированных на боковых стенках. Тогда уравнения (6), (7) дают зависимость длины ННК от температуры вида

$$L \approx \frac{2\lambda_f}{R} H \propto \lambda_f = \lambda_f^0 \exp \left[G_f \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right) \right], \quad (25)$$

где

$$G_f \equiv \frac{E_A^f - E_D^f}{2k_B T_0}.$$

В этом случае морфология ННК определяется только процессами диффузии и десорбции на их боковых стенках [13]. Длина ННК не зависит от плотности и размера капель, скорости напыления и уменьшается с ростом температуры.

В случае ВВН, учитывая формулы (20) или (22) для λ_s в случае $1/R$ - и $1/R^2$ -диффузии, формулы (13) и (14) для поверхностной плотности и периметра островков, а также аррениусовскую температурную зависимость λ_s^0 , можно получить эффективную диффузионную длину адатомов на поверхности подложки как функцию параметров N_W , $\langle R \rangle$, T и V :

$$\lambda_s = \left\{ P_W + P_I(T_0, V_0) \frac{V}{V_0} \exp \left[F_s \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right) \right] + \frac{1}{\lambda_s^0(T_0)} \exp \left[-G_s \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right) \right] \right\}^{-1}, \quad \lambda_s \ll R, \quad (26)$$

$$\lambda_s = \left\{ 2\pi N_W + 2\pi N_I(T_0, V_0) \frac{V^2}{V_0^2} \exp \left[2F_s \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right) \right] + \frac{1}{[\lambda_s^0(T_0)^2]} \exp \left[-2G_s \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right) \right] \right\}^{-1/2}, \quad \lambda_s \gg R. \quad (27)$$

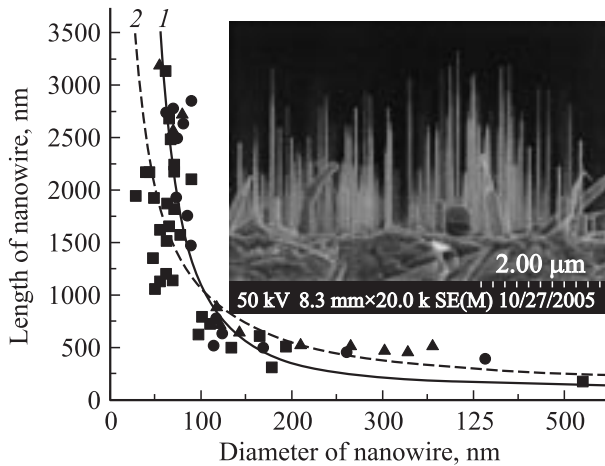


Рис. 3. Экспериментальная (точки) и теоретические (линии) зависимости длины от диаметра для GaAs-ННК. Сплошная линия — формула (21) при $\lambda_s = 35$ нм и $\varepsilon - \gamma = 0.1$. Штриховая линия — численное решение уравнений (7), (8) при $\sin \alpha = 0$, $\lambda_f = 10$ мкм, $\beta = 0.3$, остальные параметры из таблицы. Квадраты, треугольники, круги — экспериментальные данные с разных участков поверхности. На вставке — РЭМ-изображение образца.

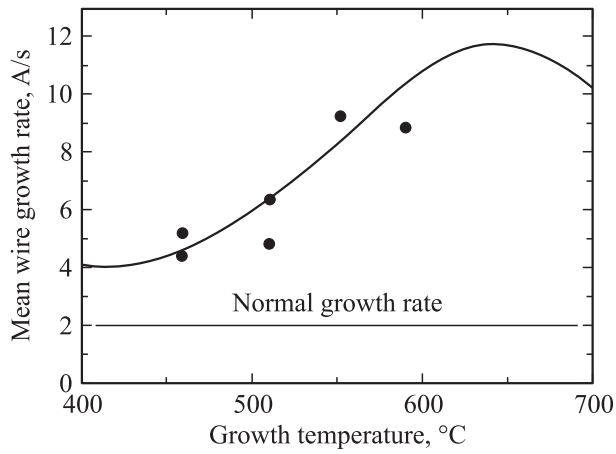


Рис. 4. Экспериментальная (точки) и теоретическая зависимости средней скорости роста GaAs-ННК от температуры подложки. Теоретическая кривая рассчитана на основе уравнения (28) при $F_s = 6$, $T_{0s} = 585^\circ\text{C}$, $N_W = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, $N_I = 1.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $\lambda_f^0 = 6000 \text{ нм}$, $G_f = 12$, $T_{0f} = 600^\circ\text{C}$, $H = 1000 \text{ нм}$, $R = 30 \text{ нм}$, $\nu = 0.01$.

Здесь T_0 и V_0 есть реперные значения температуры и скорости напыления, а параметры

$$F_s \equiv \frac{(3/2)\Lambda_s + E_D^s}{k_B T_0}$$

и

$$G_s \equiv \frac{E_A^s - E_D^s}{2k_B T_0}$$

определяются исключительно характеристиками процессов на поверхности подложки. Слагаемым, содержащим λ_s^0 , можно пренебречь, когда десорбция с поверхности мала. Видно, что в этом случае λ_s увеличивается с ростом температуры и убывает с увеличением потока, и ограничена значениями $1/2\pi(R)N_W$ или $1/\sqrt{2\pi N_W}$, которые убывают с увеличением плотности капель N_W . Такая зависимость от плотности ННК объясняется конкуренцией сбора адатомов соседними ННК, когда питающие полосы перекрываются. Зависимость диффузионных длин от температуры и скорости осаждения определяется поведением поверхностной плотности островков N , всегда убывающей с ростом T и уменьшением V , если нуклеация идет в открытой системе с достаточно высокими значениями потока накачки [35,36].

Рассматривая температурную зависимость длины ННК в условиях ВВН, необходимо исследовать формулу для скорости роста за пределами ограничения $L/\lambda_f \ll 1$, так как λ_f экспоненциально убывает с ростом температуры. Рассмотрим режим $1/R^2$ -диффузии, тогда функция G в (7) имеет вид

$$G = \frac{R}{\lambda_s} \ln \left(\frac{\lambda_s}{R} \right)$$

(соответствующий анализ для режима $1/R$ -диффузии дан в работе [22]). Проинтегрировав уравнение (6) при $\varepsilon - \gamma = 0$, получаем

$$R^2 \ln(\lambda_s/R) \text{sh}(L/\lambda_f) + \nu R \lambda_f [\text{ch}(L/\lambda_f) - 1] = \frac{2\lambda_s^2}{\lambda_f} H, \quad (28)$$

где $\nu = \sigma_f D_s / \sigma_s D_f$. При $L/\lambda_f \rightarrow 0$ и $R/\lambda_s \rightarrow 0$ соотношение (28) сводится к выражению

$$L \approx \frac{2\lambda_s^2}{R^2 \ln(\lambda_s/R)} H \propto \lambda_s^2. \quad (29)$$

В отсутствие десорбции с боковых стенок, т.е. при низких температурах поверхности, температурная зависимость длины ННК определяется поведением диффузионной длины на поверхности подложки. При малой десорбции с поверхности подложки длина ННК увеличивается с ростом температуры и уменьшается с увеличением потока. В противоположном случае высоких температур $L/\lambda_f \gg 1$ соотношение (28) переходит в выражение

$$L = \ln \left\{ \frac{4\lambda_s^2 H}{\lambda_f R [\nu \lambda_f + R \ln(R/\lambda_s)]} \right\} \lambda_f \propto \lambda_f. \quad (30)$$

Таким образом, при высоких температурах длина ННК уменьшается с ростом температуры примерно пропорционально диффузионной длине на боковой грани и не зависит от скорости напыления. Этот анализ показывает, что в ростовых технологиях ВВН всегда существует некоторая оптимальная ростовая температура, при которой длина ННК будет максимальной. Сравнение расчетной температурной зависимости средней скорости роста ННК и экспериментальной кривой для GaAs-ННК, выращенных методом МПЭ на поверхности GaAs(111)В-Аи, приведено на рис. 4. Экспериментальные значения средней скорости роста рассчитывались как L/t , где t — время роста. Для сравнения на рис. 4 также показана скорость осаждения GaAs. Видно, что в области температур $T = 450\text{--}600^\circ\text{C}$ скорость роста увеличивается с увеличением T , а затем резко убывает. Измеренные значения средней скорости роста в несколько раз больше $V = L/t$, т.е. режим формирования ННК при данных температурах действительно диффузионный.

В заключение отметим, что полученные теоретические результаты позволяют не только качественно объяснить наблюдаемые экспериментальные данные, но также получать полезную количественную информацию о характере ростового процесса из сопоставления теоретических и экспериментальных зависимостей длины ННК от их радиуса и технологически контролируемых условий осаждения. Эта информация включает в себя численные значения диффузионных длин, скорости десорбции из капли и эффективного пересыщения газообразной среды. Приведенный анализ показывает, что изменение тех или иных условий роста влияет на морфологию получаемых ННК, что важно для контролируемого формирования ансамблей ННК с необходимыми для приложений структурными свойствами.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, программами РАН и грантом Федерального агентства по науке и инновациям. Один из авторов благодарен фонду „Династия“ за финансовую поддержку работы.

Список литературы

- [1] G. Zheng, W. Lu, S. Jin, C.M. Lieber. *Adv. Mater.*, **16**, 1890 (2004).
- [2] T. Bryllert, L.-E. Wernersson, L.E. Froberg, L. Samuelson. *IEEE Lett.*, **27**, 323 (2006).
- [3] K. Hiruma, M. Yazawa, T. Katsuyama, K. Ogawa, K. Haraguchi, M. Koguchi. *J. Appl. Phys.*, **77**, 447 (1995).
- [4] M.T. Bjork, B.J. Ohlsson, T. Sass, A.I. Persson, C. Thelander, M.H. Magnusson, K. Deppert, L.R. Wallenberg, L. Samuelson. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 1058 (2002).
- [5] E. Patolsky, G. Zheng, O. Hayden, M. Lakadamyali, X. Zhuang, C.M. Lieber. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **101**, 14017 (2004).
- [6] R.S. Wagner, W.C. Ellis. *Appl. Phys. Lett.*, **4**, 89 (1964).
- [7] E.I. Givargizov. *J. Cryst. Growth*, **31**, 20 (1975).
- [8] A.M. Morales, C.M. Lieber. *Science*, **278**, 208 (1998).
- [9] F.M. Ross, J. Tersoff, M.C. Reuter. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 146 104 (2005).
- [10] L. Schubert, P. Werner, N.D. Zakharov, G. Gerth, F.M. Kolb, L. Long, U. Gösele, T.Y. Tan. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4968 (2004).
- [11] X. Duan, C.M. Lieber. *Adv. Mater.*, **12**, 298 (2000).
- [12] B.J. Ohlsson, M.T. Bjork, A.I. Persson, C. Thelander, L.R. Wallenberg, M.H. Magnusson, K. Deppert, L. Samuelson. *Physica E*, **13**, 1126 (2002).
- [13] W. Seifert, M. Borgstrom, K. Deppert, K.A. Dick, J. Johansson, M.W. Larsson, T. Martensson, N. Skold, C.P. Svensson, B.A. Wacaser, L.R. Wallenberg, L. Samuelson. *J. Cryst. Growth*, **272**, 211 (2004).
- [14] V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, I.P. Soshnikov, A.A. Tonkikh, N.V. Sibirev, Yu.B. Samsonenko, V.M. Ustinov. *Phys. Rev. B*, **71**, 205 325 (2005).
- [15] J.C. Harmand, G. Patriarche, N. Pefé-Laperne, M.-N. Mérat-Combes, L. Travers, F. Glas. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 203 101 (2005).
- [16] M.C. Plante, R.R. LaPierre. *J. Cryst. Growth*, **286** (2), 394 (2006).
- [17] V.G. Dubrovskii, I.P. Soshnikov, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, V.M. Ustinov. *J. Cryst. Growth*, **289**, 31 (2006).
- [18] A.A. Tonkikh, G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, I.P. Soshnikov, Yu.B. Samsonenko, N.K. Polyakov, V.M. Ustinov. *Phys. Status Solidi A*, **203**, 1365 (2006).
- [19] И.П. Сошников. Письма в ЖТФ, **31** (15), 29 (2005).
- [20] Е.И. Гиваргизов, А.А. Чернов. Кристаллография, **18**, 147 (1973).
- [21] V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev. *Phys. Rev. E*, **70**, 031 604 (2004).
- [22] А.А. Чернов, Н.С. Папков. Кристаллография, **22**, 35 (1977).
- [23] D. Kashchiev. *Cryst. Growth and Design*, **6**, 1154 (2006).
- [24] D. Kashchiev. *Nucleation: Basic Theory with Applications* (Oxford, Butterworth Heinemann, 2000).
- [25] V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, J.C. Harmand, V.M. Ustinov. *Phys. Rev. E*, **73**, 021 603 (2006).
- [26] W. Dittmar, K. Neumann. In: *Growth and perfection of crystals*, eds R.H. Doremus, B.W. Roberts, D. Turnbull (N.Y. John, Wiley, 1958) p. 121.
- [27] V. Ruth, J.R. Hirth. *J. Chem. Phys.*, **41**, 31 (1964).
- [28] J.M. Blakely, K.A. Jackson. *J. Chem. Phys.*, **37**, 428 (1962).
- [29] В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, Р.А. Сурис, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, М. Тchernycheva, J.C. Harmand. *ФТП*, **40** (9), 1103 (2006).
- [30] В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев. Письма ЖТФ, **32** (5), 1 (2006).
- [31] В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов. *ФТП*, **40** (3), 257 (2006).
- [32] T. Takebe, M. Fujii, T. Yamamoto, K. Fujita, T. Watanabe. *J. Appl. Phys.*, **81**, 7273 (1997).
- [33] S. Koshiba, Y. Nakamura, M. Tsuchiya, H. Noge, H. Kano, Y. Nagamune, T. Noda, H. Sakaki. *J. Appl. Phys.*, **76**, 4138 (1994).
- [34] 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 (2006).
- [35] V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, V.M. Ustinov. *Phys. Rev. B*, **68**, 075 409 (2003).
- [36] V.G. Dubrovskii. *J. Phys.: Condens. Matter*, **16**, 6929 (2004).

Редактор Т.А. Полянская

Influence of the growth conditions on nanowhisker morphology

V.G. Dubrovskii^{*,+}, I.P. Soshnikov^{*,+}, N.V. Sibirev^{*}, G.E. Cirlin^{*,+,*}, V.M. Ustinov^{*,+}, M. Tchernycheva[≠], J.C. Harmand[≠]

* St. Petersburg Physical Technical Centre of Russian Academy of Sciences for Research and Education, 195220 St. Petersburg, Russia
 + Ioffe Physicotechnical Institute of Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia
 *Institute for Analytical Instrumentation of Russian Academy of Sciences, 190103 St. Petersburg, Russia
 ≠ CNRS-LPN, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

Abstract The results of theoretical study of the growth conditions influence on the structural properties of GaAs nanowires in different growth technologies are presented. A general expression for the nanowire length L as function of the substrate temperature, the growth rate, the substrate temperature and the parameters of drop size distribution is obtained and analyzed. The presented model applies within a wide range of growth conditions and systematically handles the description of nanowire formation by different technologies. The effective diffusion length of the adatoms on the substrate surface is considered in different growth regimes. Theoretical results are obtained and compared to the experimental data on the $L(R)$ dependence of the GaAs nanowires grown by the molecular beam epitaxy on the GaAs(111)B surface activated by Au.