

08.2

Кинетика роста наномембран полупроводниковых соединений III–V с учетом потока реэмиссии

© В.Г. Дубровский

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: dubrovskii@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 12 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 5 мая 2023 г.

Принято к публикации 5 мая 2023 г.

Получено уравнение роста наномембран полупроводниковых соединений III–V на подложках с одномерными массивами полосков в оксидной маске с учетом потока реэмиссии элемента группы III. Показано, что высота наномембран увеличивается с увеличением расстояния между ними и уменьшением ширины мембран. Кинетика роста наномембран на маскированных подложках и их морфология сильно отличаются от случая адсорбирующих подложек, что необходимо учитывать при проведении ростовых экспериментов.

Ключевые слова: полупроводниковые соединения III–V, наномембраны, поток реэмиссии, скорость роста, моделирование.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.13.55732.19590

Наномембраны (НМ) полупроводниковых соединений III–V (III–V НМ) и гетероструктуры на их основе [1–7], выращиваемые методом селективной эпитаксии (СЭ) на различных подложках с одномерными (1D) полосками в оксидной маске, используются в фундаментальных исследованиях низкотемпературного транспорта и имеют широкие перспективы применения в оптоэлектронике и наноэлектронике. Для контроля и управления морфологией массивов НМ непосредственно в процессе СЭ требуется построение ростовой теории НМ. Достигнутый на данный момент уровень моделирования процесса формирования НМ [7,8] существенно уступает ростовой теории III–V нитевидных нанокристаллов (ННК), получаемых по механизму СЭ [2,9] и „пар–жидкость–кристалл“ [10–14]. Целью настоящей работы является распространение теоретической модели роста одиночной III–V НМ, предложенной в [8], на упорядоченный массив НМ с заданным расстоянием между ними (шагом) P с учетом вторичного потока реэмиссии (или десорбции) атомов группы III, отраженных от поверхности маски и соседних ННК [14–17].

С учетом того, что ширина НМ W и ее высота H , отсчитанная от поверхности оксидной маски, много меньше, чем диффузионная длина адатомов группы III на верхней и боковых поверхностях прямоугольной НМ, общее выражение для скорости роста высоты одиночной НМ [8] в условиях, обогащенных по группе V, сводится к

$$\left(\frac{dH}{dt}\right)_{dir} = v \left(\Phi + \frac{2H}{W}\varepsilon\right). \quad (1)$$

Здесь индекс dir обозначает первичный поток без учета реэмиссии, который будет рассмотрен далее. Величина v есть скорость осаждения атомов элемента группы III из газовой фазы (в nm/s), $\Phi \leq 1$ — коэффициент, учитывающий десорбцию с верхней поверхности НМ

(таким образом, $v\Phi$ — двумерная (2D) скорость роста на этой поверхности), $\varepsilon \leq 1$ — коэффициент „пропускания“ адатомов элемента группы III, мигрирующих с боковых поверхностей НМ на ее вершину. Величина ε связана со значениями констант скоростей переходов адатомов с боковой на верхнюю грань НМ и обратно и с временами жизни адатомов на этих гранях [7,8,13]. В дальнейшем мы считаем, что $\varepsilon > 0$. В этом случае скорость роста 1D НМ (1) аналогична скорости роста вертикальных ННК [9–13], где величина $2H\varepsilon/W$ описывает диффузионный вклад. Выражение (1) не учитывает диффузию с поверхности маски [7,8,13] и записано для случая газофазной эпитаксии (ГФЭ) [16]. Селективный рост методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) описывается аналогично, однако необходимо учитывать направленный характер газового потока при МПЭ [15].

Очевидно, что в модели (1) отсутствует зависимость от шага P . В дальнейшем мы считаем, что основным механизмом материального обмена между массивом НМ и поверхностью маски является реэмиссия атомов элемента группы III. Эти атомы первоначально отражаются от поверхности и затем осаждаются на поверхность НМ [14–17]. Исходя из соображений материального баланса поток десорбции v_{des} подчиняется уравнению

$$v = \frac{1}{P} \frac{d}{dt} (WH)_{dir} + v_{des}. \quad (2)$$

Длина 1D-массива НМ считается бесконечной, краевыми эффектами пренебрегается. В соответствии с (2) общий поток на поверхность v равен сумме изменения объема массива НМ за счет первичного потока и потока десорбции со всех поверхностей [15–17]. Считая ширину НМ W постоянной во времени и используя (1), из (2)

получаем

$$v_{des} = v \left(1 - \frac{P_{nm}}{P} \right), \quad P_{nm} = W\Phi + 2H\varepsilon \leq P, \\ v_{des} = 0, P_{nm} > P. \quad (3)$$

Здесь учтено, что поток десорбции обращается в нуль в момент времени, соответствующий равенству эффективной длины сбора атомов группы III P_{nm} шагу P . При $P_{nm} > P$ массив НМ потребляет весь газовый поток, приходящий на поверхность.

Полная скорость роста НМ в вертикальном направлении равна сумме скоростей роста из прямого и отраженного потоков:

$$\frac{dH}{dt} = \left(\frac{dH}{dt} \right)_{dir} + \left(\frac{dH}{dt} \right)_{des}, \quad \left(\frac{dH}{dt} \right)_{des} = v_{des} \frac{P_{nm}}{W}. \quad (4)$$

В выражении для скорости роста из отраженного потока $(dH/dt)_{des}$ учтено, что в методе ГФЭ десорбированные атомы элемента группы III увеличивают плотность газа, равномерно окружающего массив НМ. В этом случае из (1) и (3) следует

$$\frac{dH}{dt} = v \frac{P_{nm}}{W} \left(2 - \frac{P_{nm}}{P} \right), \quad P_{nm} \leq P, \\ \frac{dH}{dt} = v \frac{P}{W}, \quad P_{nm} > P, \quad (5)$$

где эффективная длина сбора определена в (3). Таким образом, скорость вертикального роста НМ сначала возрастает линейно с H , а затем насыщается на уровне vP/W , равном газовому потоку на одну НМ. При $P_{nm} \leq P$ уравнению (5) можно придать безразмерный вид

$$\frac{dy}{dx} = y(2 - y), \quad (6)$$

где $y = P_{nm}/P \leq 1$ и $x = 2\varepsilon vt/W$. Интегрирование (6) с начальным условием, соответствующим $H(t=0) = 0$, приводит к основному результату работы

$$H = \frac{P}{\varepsilon} \frac{1}{1 + (2P/W\Phi - 1) \exp(-4\varepsilon vt/W)} - \frac{W\Phi}{2\varepsilon}, \\ H \leq \frac{P - W}{2\varepsilon}, \\ H = \frac{P - W}{2\varepsilon} + \frac{P}{W} v(t - t_*), \quad (7)$$

где t_* — момент времени, в который высота НМ достигает критического значения $(P - W)/2\varepsilon$.

В соответствии с (7) закон роста НМ на первом этапе является более сложным, чем экспоненциальный. Экспоненциальное возрастание высоты следует из (1) без учета потока реэмиссии. После достижения критической высоты H становится линейной функцией времени. Данная картина роста напоминает временную эволюцию вертикальных ННК в отсутствие их радиального

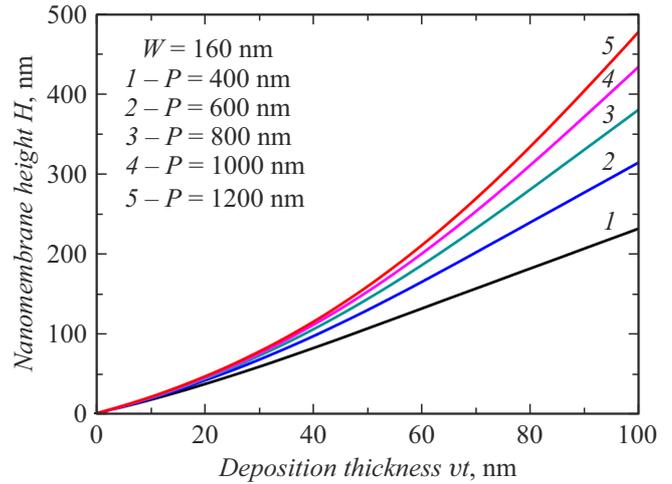


Рис. 1. Высота НМ в зависимости от эффективной толщины осаждения vt при фиксированной ширине НМ $W = 160$ nm и различных значениях шага P , указанных на рисунке. Расчет по формулам (7) при $\Phi = \varepsilon = 1$.

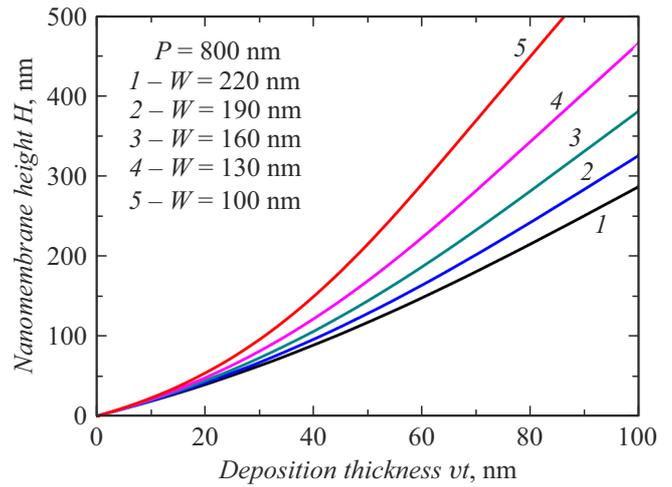


Рис. 2. Высота НМ в зависимости от эффективной толщины осаждения vt при фиксированном шаге $P = 800$ nm и различных значениях ширины НМ W , указанных на рисунке. Расчет по формулам (7) при $\Phi = \varepsilon = 1$.

роста [15,16], но с другими зависимостями от W и P , характерными для 1D-геометрии. На рис. 1 представлены зависимости высоты массива НМ H от эффективной толщины при фиксированной ширине НМ $W = 160$ nm и различных значениях шага P от 400 до 1200 nm. На рис. 2 приведены те же зависимости при фиксированном шаге $P = 800$ nm и различных значениях ширины W от 100 до 220 nm. Расчеты по выражениям (7) проведены при $\Phi = \varepsilon = 1$, что соответствует СЭ при высоких пересыщениях газовой среды в отсутствие десорбции атомов элемента группы III с поверхности НМ. Как и следовало ожидать, высота НМ увеличивается при увеличении шага P и уменьшении ширины НМ W . При малых P зависимости $H(t)$ становятся более линейными,

поскольку насыщение потока атомов элемента группы III наступает раньше. Увеличение скорости роста при уменьшении латерального размера (в данном случае ширины НМ) характерно для диффузионного роста вертикальных структур [8–13].

Построенная модель позволяет проводить моделирование кинетики роста и морфологии НМ в прямоугольной геометрии, которая наиболее характерна для СЭ на поверхностях кристаллографической ориентации (111) [8]. Показано, что высота НМ является нелинейной функцией времени и возрастает при увеличении расстояния между НМ и уменьшении их ширины. Кинетика роста НМ на маскированных подложках и их морфология сильно отличаются от случая адсорбирующих подложек, что необходимо учитывать при проведении ростовых экспериментов. Представляет интерес обобщение полученных результатов на случай более сложных геометрий НМ, которые наблюдаются при СЭ на поверхностях кристаллографической ориентации (100) [7], что будет являться предметом отдельной публикации.

Финансирование работы

Работа выполнена за счет исследовательского гранта СПбГУ (ID 94033852).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.A. Rogers, M.G. Lagally, R.G. Nuzzo, *Nature*, **477**, 45 (2011). DOI: 10.1038/nature10381
- [2] X. Yuan, D. Pan, Y. Zhou, X. Zhang, K. Peng, B. Zhao, M. Deng, J. He, H.H. Tan, C. Jagadish, *Appl. Phys. Rev.*, **8**, 021302 (2021). DOI: 10.1063/5.0044706
- [3] C.-Y. Chi, C.-C. Chang, S. Hu, T.-W. Yeh, S.B. Cronin, P.D. Dapkus, *Nano Lett.*, **13**, 2506 (2013). DOI: 10.1021/nl400561j
- [4] G. Tutuncuoglu, M. de la Mata, D. Deiana, H. Potts, F. Matteini, J. Arbiol, A. Fontcuberta i Morral, *Nanoscale*, **7**, 19453 (2015). DOI: 10.1039/C5NR04821D
- [5] P. Aseev, A. Fursina, F. Boekhout, F. Krizek, J.E. Sestoft, F. Borsoi, S. Heedt, G. Wang, L. Binci, S. Martí-Sánchez, T. Swoboda, R. Koops, E. Uccelli, J. Arbiol, P. Krogstrup, L.P. Kouwenhoven, P. Caroff, *Nano Lett.*, **19**, 218 (2019). DOI: 10.1021/acs.nanolett.8b03733
- [6] M. Friedl, K. Cerveny, P. Weigle, G. Tütüncüoğlu, S. Martí-Sánchez, C. Huang, T. Patlatiuk, H. Potts, Z. Sun, M.O. Hill, L. Güniat, W. Kim, M. Zamani, V.G. Dubrovskii, J. Arbiol, L.J. Lauhon, D.M. Zumbühl, A. Fontcuberta i Morral, *Nano Lett.*, **18**, 2666 (2018). DOI: 10.1021/acs.nanolett.8b00554
- [7] D. Dede, F. Glas, V. Piazza, N. Morgan, M. Friedl, L. Güniat, E. Nur Dayi, A. Balgarkashi, V.G. Dubrovskii, A. Fontcuberta i Morral, *Nanotechnology*, **33**, 485604 (2022). DOI: 10.1088/1361-6528/ac88d9
- [8] V.G. Dubrovskii, *Phys. Rev. Mater.*, **7**, 026001 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.7.026001
- [9] K. Tomioka, K. Ikejiri, T. Tanaka, J. Motohisa, S. Hara, K. Hiruma, T. Fukui, *Mater. Res.*, **26**, 2127 (2011). DOI: 10.1557/jmr.2011.103
- [10] 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). [G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, I.P. Soshnikov, Y.B. Samsonenko, A.A. Tonkikh, V.M. Ustinov, *Semiconductors*, **39**, 557 (2005). DOI: 10.1134/1.1923565].
- [11] L.E. Froberg, W. Seifert, J. Johansson, *Phys. Rev. B*, **76**, 153401 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevB.76.153401
- [12] M.C. Plante, R.R. LaPierre, *J. Appl. Phys.*, **105**, 114304 (2009). DOI: 10.1063/1.3131676
- [13] V.G. Dubrovskii, Yu.Yu. Hervieu, *J. Cryst. Growth*, **401**, 431 (2014). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2014.01.015
- [14] F. Oehler, A. Cattoni, A. Scaccabarozzi, J. Patriarche, F. Glas, J.C. Harmand, *Nano Lett.*, **18**, 701 (2018). DOI: 10.1021/acs.nanolett.7b03695
- [15] V.G. Dubrovskii, *Nanomaterials*, **12**, 253 (2022). DOI: 10.3390/nano12020253
- [16] V.G. Dubrovskii, *Nanomaterials*, **12**, 2632 (2022). DOI: 10.3390/nano12152632
- [17] V.G. Dubrovskii, E.D. Leshchenko, *Nanomaterials*, **12**, 1698 (2022). DOI: 10.3390/nano12101698