

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ НА ЛОКАЛЬНЫЕ ТОКОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТДЕЛЬНЫХ НАНОКЛАСТЕРОВ Ge НА Si, ИССЛЕДОВАННЫХ МЕТОДОМ ПРОВОДЯЩЕЙ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

М.Ю. Рубежанская

*Институт химии поверхности им. А.А. Чуйко Национальной академии наук Украины
ул. Генерала Наумова, 17, Киев, 03164, Украина, truby@ukr.net*

Методом проводящей атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследованы локальные токовые характеристики эпитаксиальных систем с наноструктурами Ge на Si(001). Аномальное распределение тока в квантовых точках Ge на Si(100) объясняется распределением упругих деформаций внутри самих нанокластеров Ge и, как следствие, различной плотностью состояний в центре и на периферии нанокластеров. Показано, что при увеличении их размеров распределение тока становится однородным по всей площади нанокластеров, что связано с релаксацией упругих деформаций.

Введение

Интерес к структурам, образующимся на основе кремния и германия, обусловлен с возможностью создания эффективных источников излучения и фотоприемников на их основе [1, 2]. Несмотря на то, что кремний и германий – доминирующие материалы оптоэлектронных приборов, некоторые сложности в их оптическом применении связаны с непрямой зонной структурой [3, 4]. Однако при переходе к наноразмерам таких систем зонная структура существенно изменится за счет появления дополнительных уровней и искривления краев зон в результате пространственного ограничения носителей заряда [5]. Кроме того, упругие деформации, возникающие в гетеропереходе Si/Ge из-за несоответствия постоянных решеток, дополнительно трансформируют спектр электронных состояний в таких системах [6]. Влиянию упругих деформаций на зонную структуру гетеросистем, в том числе с квантовыми точками Ge на Si, было посвящено немало работ, например [7, 8]. Однако распределение локальных деформаций внутри самих нанокластеров и их влияние на зонную структуру и движение носителей заряда экспериментально исследовано не было, что связано с определенными экспериментальными трудностями. Целью настоящей работы являлось исследование локальных токовых характеристик в квантовых точках Ge на Si(100) в зависимости от упругих деформаций в них.

В настоящей работе исследованы локальные токовые характеристики в квантовых точках Ge на Si(100) в зависимости от упругих деформаций в них.

Экспериментальные образцы: получение и исследование

Метод проводящей АСМ, использованный в данной работе, дает возможность получить локальное распределение токов в кремнии и германии. При этом одновременно исследуются морфология поверхности, размеры квантовых точек, количество фасет в них и характеристики наклона боковых граней, что, безусловно, связано с уровнем локальных деформаций. Экспериментальные АСМ-измерения и расчет локальных деформаций позволяют установить связь между распределением тока и плотностью поверхностных состояний в наноструктурах.

Схема измерения геометрических и токовых характеристик экспериментальных образцов с помощью проводящего АСМ приведена на рис.1. Использовались проводящие зонды (кантилеверы) с покрытиями из высоколегированного алмаза, PtIr, а также TiN. На образец подается напряжение ± 10 В. Таким образом, ток замыкается через проводящие нанокластер и подложку. При этом проводящий атомно-силовой микроскоп измеряет сигнал тока и параллельно определяет морфологию образца. В отличие от сканирующей туннельной микроскопии расстояние при прохождении зонда над образцом не изменяется, что позволяет получать распределение локальных токов в них независимо от их геометрических характеристик.

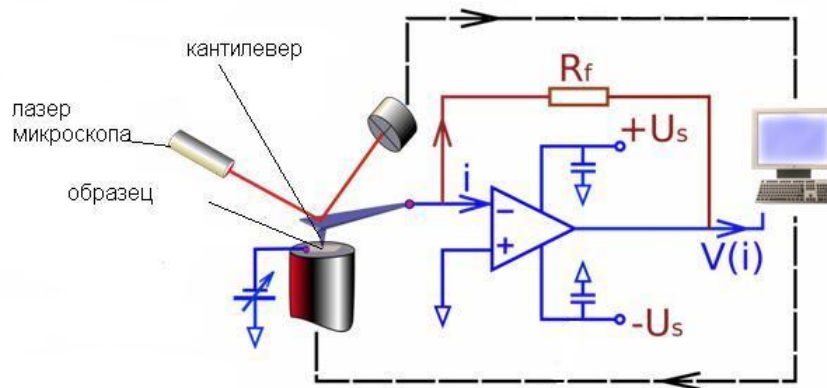


Рис. 1. Схема измерения методом проводящей АСМ.

Экспериментальные образцы, представляющие собой гетероструктуры с квантовыми точками Ge на Si(100) (рис. 2 а), были получены на установке «Катунь-В» молекулярно-лучевой эпитаксии. Технология получения и механизмы формирования эпитаксиальных структур описаны в работах [6, 9, 10]. В зависимости от условий эпитаксиального роста были изготовлены образцы с нанокластерами Ge на Si(100) различных размеров и формы. В зависимости от соотношения потоков кремния и германия, температуры подложки, а также длительности эпитаксиального процесса, после формирования смачивающего слоя SiGe на поверхности образовывались nanoостровки нескольких типов: *hut*-кластеры в форме усеченных четырехгранных пирамидок высотой до 10 нм, ограниченные поверхностями (105) и (100) (рис.2а); *dome*-кластеры в форме куполов, обрамленные поверхностями (105), (113) и (102), и так называемые *superdome*-кластеры, высота которых превышала 50 нм [9]. Среднее значение атомной доли германия x в материале островков $Si_{1-x}Ge_x$ составляло 60—80 %, согласно данным комбинационного рассеяния света [11].

Параллельно с морфологическими изображениями также получены токовые изображения $I(x,y)$ тех же структур с индивидуальными nanoостровками. На рис. 2 б представлено токовое изображение образца *hut*-кластера Ge с параметрами 50 нм у основания и 5 нм высотой. К образцу было приложено напряжение -10 В, а проводящий кантилевер заземлен, поэтому темным областям рисунка соответствует большее значение тока. На приведенном изображении (рис. 2 в) наблюдается резкое увеличение тока при прохождении кантилевера над периметром нанокластера и практически полное отсутствие тока при его прохождении над поверхностью nanoостровка. На рис. 2,в показаны значения тока при прохождении кантилевера вдоль линии сканирования справа налево, показанной на рис. 2 б. Чувствительность измерения 10^{-11} А/В. Характерно, что вид токовых зависимостей, полученных на самых разных образцах с квантовыми точками Ge на Si, геометрические размеры которых соответствуют *hut*-

кластерам (с латеральными размерами до 100 нм), практически идентичны и отличались только значениями пиков тока.

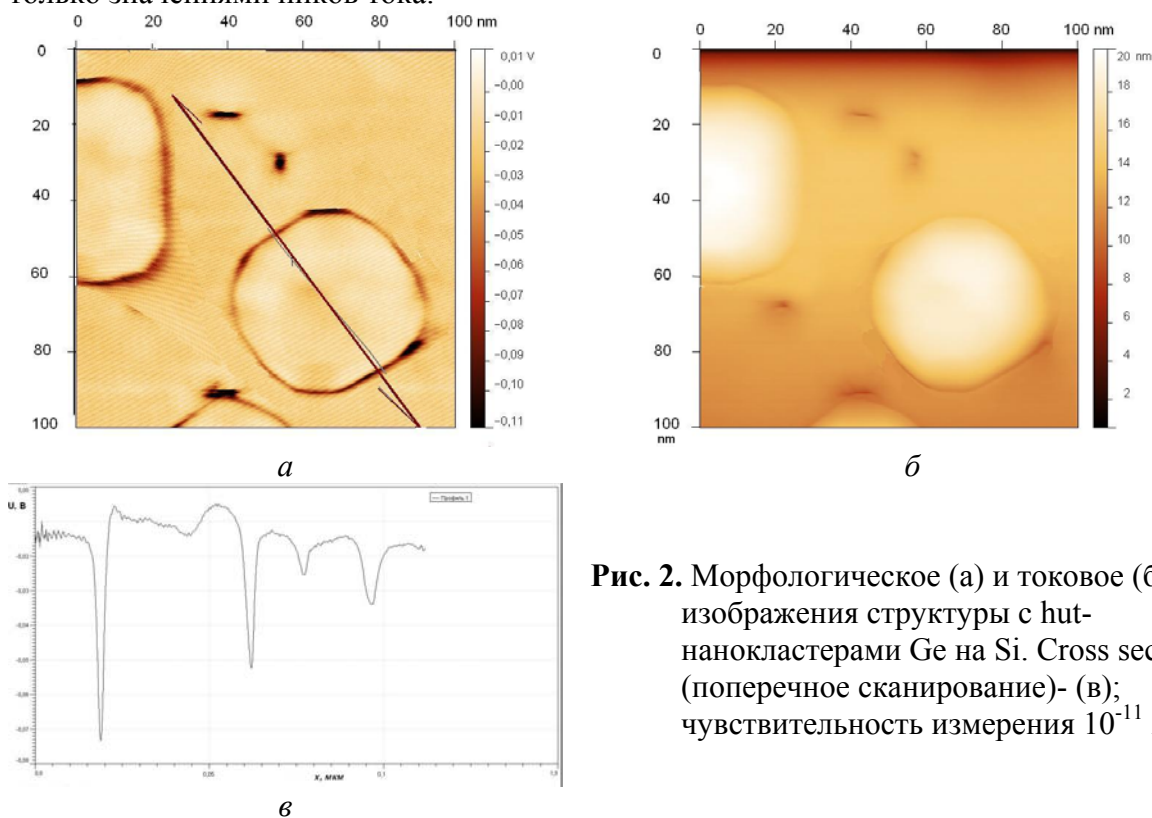


Рис. 2. Морфологическое (а) и токовое (б) изображения структуры с hut-нанокластерами Ge на Si. Cross section (поперечное сканирование)- (в); чувствительность измерения 10^{-11} А/В.

Расчет локальных токовых характеристик в отдельных наноструктурах Ge

Удельная плотность тока определяется распределением плотности состояний в наноструктурах, которое зависит от многих параметров: величины остаточных упругих деформаций, плотности поверхностных состояний, плотности дислокаций. Распределение упругих деформаций, возникающих в результате рассогласования по постоянным решетки между кремнием и германием, очень неоднородно в нанокластерах. Попробуем проследить, каким образом упругие деформации влияют на распределение плотности состояний и токовые характеристики в таких структурах.

Известно, что основной движущей силой в процессе эпитаксиального формирования островков по механизму Странского—Крастанова являются упругие деформации [13]. Для гетероэпитаксиальных систем с наличием рассогласования по постоянным решетки обычно сначала происходит двумерно-ступенчатый рост с формированием смачивающего слоя. Энергия упругой деформации этого слоя постепенно увеличивается и достигает некоторого критического значения, после чего происходит переход к трехмерному формированию островков, приводящий к релаксации упругих напряжений за счет увеличения площади поверхности.

Основные закономерности формирования островков определяются балансом поверхностных энергий растущей пленки γ_2 , подложки γ_1 , энергии границы раздела γ_{12} и внутренней энергии островка. Изменение свободной энергии образовавшегося островка с латеральным размером L и высотой h на поверхности подложки составляет [14]:

$$\Delta G = -V\Delta\mu + \gamma_s + E_i(V, h/L). \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое – работа по формированию островка объемом V , $\Delta\mu$ – химический потенциал кристаллизации – перенасыщения; второе слагаемое – работа,

необходимая для создания дополнительной поверхности s , третье слагаемое – дополнительная энергия, возникающая вследствие упругой деформации островков.

В случае четырехгранного *hut*-кластера после вычисления соответствующих интегралов [15] выражение для поверхностной энергии имеет вид:

$$E_s = sL(\gamma_i + \gamma_L - \gamma_s) + 2(s+L) [h\gamma_e \operatorname{cosec}\theta - h \operatorname{ctg}\theta (\gamma_L + \gamma_s - \gamma_i) / 2], \quad (2)$$

где $\gamma_s, \gamma_L, \gamma_e$ – поверхностные энергии (на единицу площади) подложки, верхней грани пирамидки и боковых граней соответственно, γ_i – поверхностная энергия взаимодействия островок-подложка; θ – угол наклона боковых граней к плоскости подложки.

Для системы Ge-Si при механизме роста Странского—Крастанова, когда формированию трехмерных островков предшествует формирование смачивающего слоя, $\gamma_s = \gamma_L$ и $\gamma_i = 0$ [5]. Тогда выражение для поверхностной энергии приобретает вид

$$E_s = 2(s+L) h\Gamma, \quad (3)$$

где $\Gamma = \gamma_e \operatorname{cosec}\theta - \gamma_s \operatorname{ctg}\theta$.

Как следует из приведенной зависимости, с увеличением размеров нанокластеров, их поверхностная энергия, а также степень релаксации упругих деформаций в них, увеличивается. Первоначально на поверхности формируются пирамидальные *hut*-кластеры, которые считаются упруго напряженными.

Распределение локальных токов в индивидуальном *hut*-кластере, судя по рисункам, напоминает распределение остаточных упругих напряжений внутри отдельного островка, рассчитанное в работе [14] (рис. 3). Как видно из рис. 3, максимальные локальные напряжения, возникающие за счет рассогласования по постоянным решетки между островком и смачивающим слоем, сосредоточены у основания островка. В этой области наблюдается также максимальная плотность дислокаций несоответствия, которые также могут приводить к появлению дополнительных поверхностных состояний. Следовательно, мы можем предположить, что величина тока определяется величиной остаточных упругих деформаций, которые приводят к появлению дополнительных поверхностных состояний в структуре.

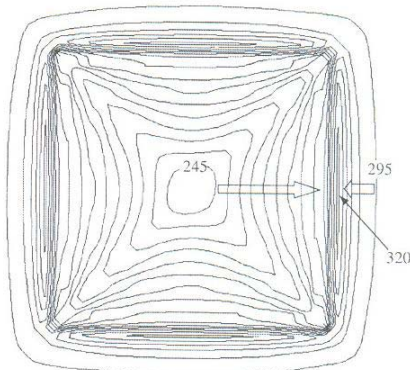


Рис. 3. Распределение упругих деформаций внутри четырехгранного *hut* – кластера Ge на Si [14].

Следует также отметить, что упругие деформации в полупроводниковых кристаллических решетках вызывают расщепление вырожденных уровней энергии, смещение краев энергетических зон и, как следствие, перераспределение носителей заряда [7]. Вклад носителей заряда в свойства слаболегированных полупроводников полностью определяется сравнительно малым числом электронов, переброшенных в

зону проводимости, и дырок, образовавшихся в валентной зоне. Поэтому практически все носители оказываются на уровне вблизи экстремумов соответствующих зон. Известно, что минимумы зоны проводимости недеформированного кремния в пространстве квазиимпульсов при заданной величине энергии имеют вид эллипсоидов вращения [7]. В ненапряженном состоянии все долины заселены электронами одинаково. В работе [18] теоретически анализировалось смещение краев зон и перераспределение носителей заряда в кремнии под воздействием изотропного сжатия (растяжения) для малых деформаций. Было показано, что в приближении больших энергий, т.е. когда кинетическая энергия носителей заряда $k_B T$ значительно превышает расщепление зон при деформации, изменение энергии тяжелых дырок ΔE_v пропорционально деформации:

$$\Delta E_v = \Phi(\varphi, \theta)\varepsilon, \quad (4)$$

где $\Phi(\varphi, \theta)$ – деформационный потенциал, зависящий от упругих постоянных материала, ε – удельная деформация. В приближении больших энергий невозможен обмен носителями между поверхностями легких и тяжелых дырок [17]. Следовательно, число носителей заряда в элементе телесного угла $d\Omega$ пространства квазиимпульсов при отсутствии механических напряжений и изотропном законе дисперсии равно $(n_0/4\pi)d\Omega$, где n_0 – полная концентрация дырок внутри поверхности.

Перераспределение дырок в результате деформации определяется распределением Больцмана

$$\frac{dn(\Omega)}{n_0 d\Omega} = \frac{\exp((E_v^0 + \Delta E_v)/k_B T)}{\exp(E_v^0/k_B T)} = \exp\frac{\Delta E_v}{k_B T}; \quad (5)$$

Используя выражение (4) и раскладывая экспоненту в ряд по степеням ε , получаем

$$n = n_0 \left(1 + \frac{\Phi \varepsilon}{k_B T}\right). \quad (6)$$

Отсюда следует, что в случае одномерной изотропной деформации $n \sim \varepsilon$. В случае нанокластеров Ge на Si рассматривалась [12] двумерная плоская деформация, вызванная рассогласованием по постоянным решетки кремния и германия, которая выражалась в виде двумерного тензора напряжений. Поскольку эта деформация также считается изотропной, можно предположить, что в рассматриваемом случае локальная плотность состояний n будет также пропорциональна удельной деформации ε_{ij} . Можно предположить, что ток, создаваемый индивидуальным островком, будет пропорционален плотности состояний и площади поверхности:

$$I(L) = \int_0^{L_0} n(L)LdL. \quad (7)$$

В работе [12] в рамках классической теории упругости и теории сплошных сред оценивались значения поверхностных энергий и в случае двумерной деформации для изотропного полупространства, получена зависимость удельных деформаций от размеров островков:

$$\varepsilon = \sqrt{\gamma/La(\ln 2 + 1/2)}. \quad (8)$$

где ε – удельная деформация, L – линейный размер островка, $a = E(1-\nu^2)/\pi$ – константа, зависящая от упругих постоянных материала (например для германия $a = 63$ ГПа). Эта

зависимость действительно подтверждается экспериментальными данными для напряженных *hut*-кластеров с размерами до 100 нм в основании [12]. Запишем n в виде $n(L) = b/\sqrt{L}$, где величина b является константой, зависящей от упругих постоянных кремния и германия.

Тогда имеем:

$$I(L) = \int_0^{L_0} n(L)LdL = c_1 L^{3/2} + c_2. \quad (9)$$

В соответствии с вышеизложенными расчетами вызывает интерес полученная экспериментально токовая характеристика системы нанокластеров трех разных размеров (латеральные размеры кластеров: 10, 60 и 170 нм) (рис. 4). Получение этой зависимости связано с очень большими техническими трудностями, так как сложно получить морфологические и токовые характеристики на достаточно короткой прямой за одно *cross section* (поперечное сканирование) такой системы. Наблюдаемая экспериментальная зависимость тока I_{xy} от латерального размера нанокластера (рис. 4 в) хорошо согласуется с рассчитанной зависимостью (9) $I_{xy} \sim L^{3/2}$, что подтверждает правильность предположений о взаимосвязи локальной плотности состояний с удельными деформациями внутри нанокластеров.

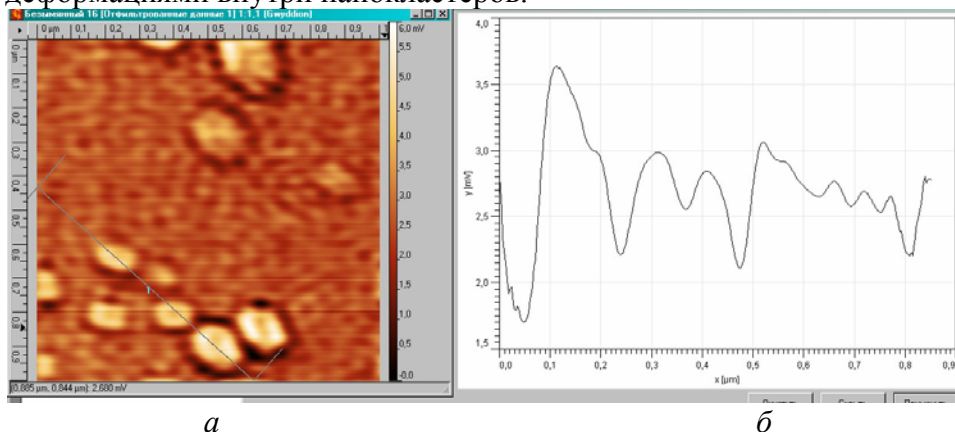


Рис. 4. Токовое изображение структуры с нанокластерами Ge на Si (а) ; значения тока при прохождении кантилевера вдоль показанной линии справа налево (б); чувствительность измерения 10^{-11} А/В; зависимость тока по контуру островков от его размеров в степени 3/2 для трех островков, через которые проходит кантилевер (в).

Приведенные выше расчеты справедливы только для *hut*-кластеров в форме четырехгранных пирамидок. По мере увеличения объема островков упругая энергия увеличивается до некоторого критического уровня, после чего релаксация напряжений происходит за счет образования новых граней и деформация перераспределяется из основания нанокластеров в объем [14]. Таким образом, формируются многогранные *dome*-кластеры (рис. 5 а), для которых не выполняется предложенная зависимость (8), так как релаксация упругих напряжений происходит практически изотропно в объеме, а

не по опоясывающему контуру островков как для *hut*-кластеров. Как видно из рис. 5 б токовые характеристики для *dome*-кластера сильно отличаются от характеристик *hut*-кластеров: ток почти равномерно распределяется по всей поверхности кластера из-за релаксации упругих напряжений за счет увеличения его объема и формирования дополнительных фасет. В то же время величины тока на различных фасетах (105), (113), (15 3 23) различаются, что может быть связано с тем, что работа выхода на различных фасетах зависит как от угла наклона фасеты, так и от ее ориентации относительно основного направления подложки, а, возможно, от реакции кантилевера на достаточно большой объект. Имеется в виду процесс входа кантилевера на кластер и выхода с него. Совсем недавно появилась работа [18], расчетные данные которой (рис. 6) практически полностью соответствуют экспериментальным результатам.

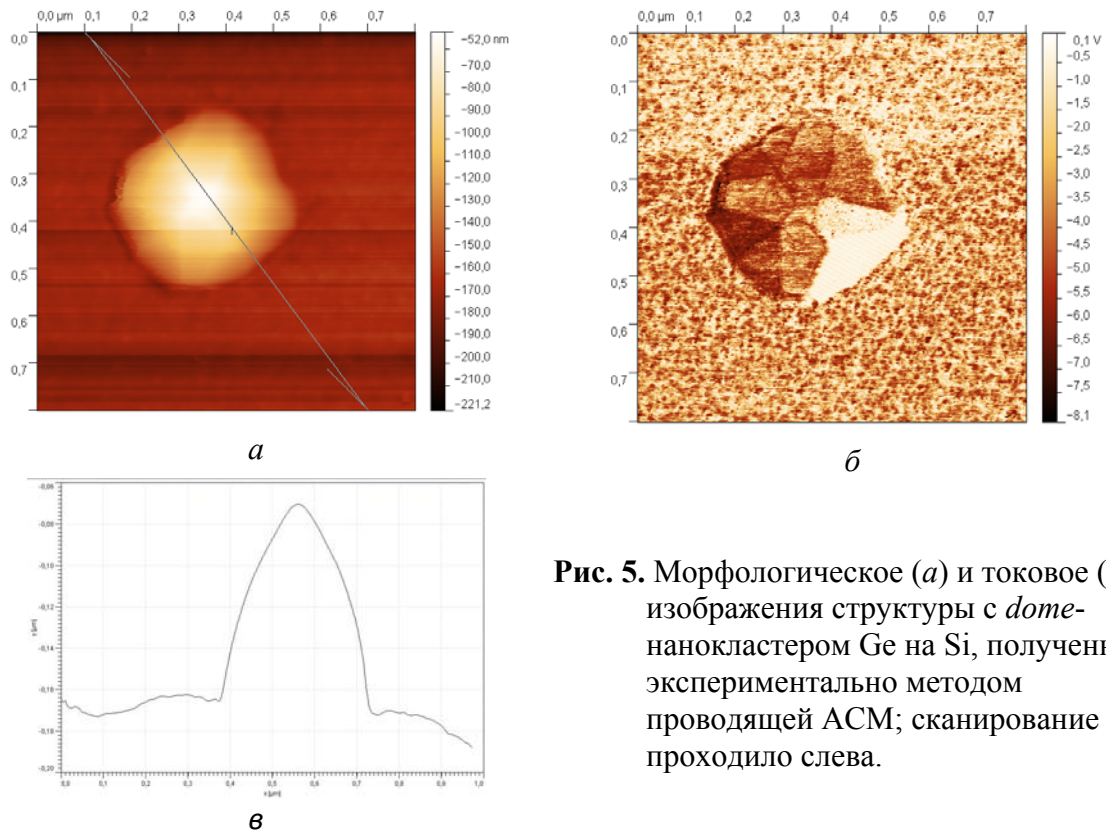


Рис. 5. Морфологическое (а) и токовое (б) изображения структуры с *dome*-нанокластером Ge на Si, полученное экспериментально методом проводящей АСМ; сканирование проходило слева.

Нужно также принять во внимание, что формирование островков сопровождается формированием небольших канавок (глубина до 2 нм) вокруг островков, что связано с выеданием кремния из смачивающего слоя и его проникновением в объем островка. Это является альтернативным механизмом релаксации упругих напряжений по отношению к образованию дислокаций несоответствия. Важно заметить, что такие канавки наблюдаются вокруг *hut*-кластеров и практически отсутствуют вокруг *dome*-кластеров, что подтверждает значительную релаксацию упругих напряжений за счет увеличения объема и формирования большого количества фасет. Подобные *dome*-кластеры уже нельзя отнести к квантовым точкам по ограничению, накладываемому на размеры квантовых объектов. Отсутствие квантоворазмерных эффектов в таких структурах подтверждается исследованием их оптоэлектронных характеристик, которые не обнаруживают чувствительности в среднем ИК-диапазоне (до 3 мкм), которая наблюдается для *hut*-кластеров [19].

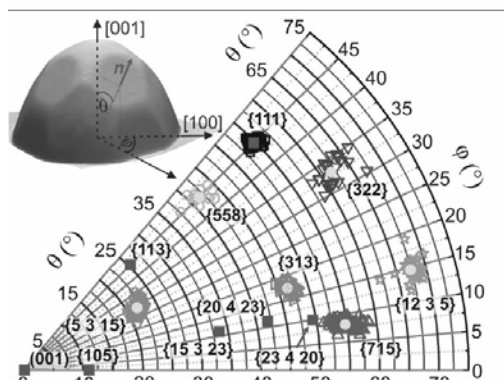


Рис. 6. Расчетные фасы *dome*-нанокластера Ge на Si, полученные в работе [18].

Особо необходимо отметить, что исследования методом проводящей АСМ структур с германиевыми нанокластерами, выращенными на SiO_x ($x \leq 2$), показали полное отсутствие тока. Это подтверждает выводы наших предыдущих работ о том, что, во-первых, германий в этих нанокластерах является аморфным, во-вторых, рост nanoостровков на пленке SiO_x осуществляется первоначально по механизму Фольмера-Вебера (отсутствие смачивания), а затем по механизму Странского-Крастанова за счет кислородного обеднения слоя SiO_x [10].

В зависимости от условий эпитаксиального процесса с ростом слоя Ge на SiO_x может изменяться соотношение между энергией растущего слоя γ_2 , энергии границы раздела γ_{12} и поверхностной энергии подложки γ_1 таким образом, что смачивание поверхности становится невыгодным энергетически: $\gamma_2 + \gamma_{12} > \gamma_1$, тогда происходит переход к режиму Фольмера-Вебера. В этом случае смачивание подложки не происходит и материал растущей пленки Ge организуется в трехмерные образования, плотность которых на 2-3 порядка меньше чем для случая Ge на Si.

Выводы

1. Исследование методом проводящей АСМ распределения тока в квантовых точках Ge на Si показало его соответствие внутренним упругим деформациям, которые определяют максимальную плотность состояний по контурам островков. Обнаружена линейная зависимость величины тока от латерального размера в степени $3/2$ нанокластера германия.
2. Наблюдаемая зависимость тока по контуру островка от его размера соответствует расчету линейной зависимости локальной плотности состояний от величины удельной упругой деформации внутри нанокластера в рамках классической теории упругости и теории сплошных сред.
3. Экспериментально подтвержденное отсутствие тока в структурах Ge на SiO_x позволяет рассмотреть вопрос об использовании таких структур в качестве элементов памяти, так как локализованный заряд в них препятствует прохождению тока и может сохраняться достаточно долго.

Работа финансировалась в рамках проектов Государственной целевой научно-технической программы «Нанотехнологии и наноматериалы» на 2010-2014 по договору 2.2.2.12 и целевой комплексной программы фундаментальных исследований НАН Украины «Фундаментальные проблемы наноструктурных систем, наноматериалов, нанотехнологий» за 2010-2011 по договору Н/18-10, а также Украина-австрийской программы М/34-2009.

Автор выражает благодарность в.н.с. Козыреву Ю.Н., проф. Лысенко В.С., проф. Тайхерту К. (Австрия) и доктору Крацеру М. за помощь в проведении АСМ-измерений, плодотворное обсуждение и помощь в работе.

Литература:

1. Kamenev B.V., Lee E.K., Chang H.Y., Han H., Grebel H., Tsybeskov L., Kamins T.I. Excitation-dependent photoluminescence in Ge/Si Stranski–Krastanov nanostructures // *Appl. Phys. Lett.*– 2006.– V. 89.– P. 153106–153108.
2. Ramos L.E., Furthmüller J., Bechstedt F. Quantum confinement in Si- and Ge-capped nanocrystallites // *Phys. Rev. B.*– 2005.– V. 72.– P. 045351–045359.
3. Gatskevich E.I., Ivlev G.D., Volodin V.A., Dvurechenskii A.V., Efremov M.D., Nikiforov A.I., Yakimov A.I. Raman scattering diagnostics of as grown and pulsed laser modified Ge–Si nanostructures with quantum dots // *Proc. SPIE.*– 2007.– V. 6728.– P. 67281U–67284U.
4. Lee S.W., Park C.J., Kang T.W., Cho H.Y., Hirakawa K. Photoconductivity in lateral conduction self-assembled Ge/Si quantum dot infrared photodetectors // *Proc SPIE.*– 2005.– V. 5726.– P. 146–151.
5. Shchukin V.A., Bimberg D. Spontaneous ordering of nanostructures on crystal surfaces // *Rev. Mod. Phys.*– 1999.– V. 71.– P. 1125
6. Dadykin AA, Kozyrev YuN, Naumovets AG, Rubezhanska MYu, Lytvyn PM, Litvin YuM Field and Photo-field Electron Emission From Self-Assembled Ge–Si Nanoclusters with Quantum Dots // *Prog. in Surf. Sci.*– 2003.– V. 74.– P. 305–318.
7. Brunner K. Si/Ge nanostructures // *Rep. Prog. Phys.*– 2002.– V. 65.– P. 27–72.
8. Voigtlaender B. Fundamental processes in Si/Si and Ge/Si epitaxy studied by scanning tunneling microscopy during growth // *Surf. Sci. Rep.*– 2001.– V. 43, N. 5–8.– P. 127–254.
9. Dadykin AA, Kozyrev YuN, Naumovets AG Field electron emission from Ge–Si nanostructures with quantum dots // *JETP Lett.*– 2002.– V.76.– P. 472–474.
10. Козирев Ю.М., Картель М.Т., Рубежанська М.Ю., Скляр В.К., Дмитрук Н.В., Тайхерт К., Хофер К. Дослідження систем нанокластерів Si та Ge на поверхні SiO_x/Si , одержаних методом молекулярно–променевої епітаксії // *Доп. НАНУ.*– 2010.– № 1.– С. 71–76.
11. Lysenko V.S., Gomeniuk Yu.V., Strelchuk V.V., Kondratenko S.V., Vakulenko O.V., Kozyrev Yu.N., Rubezhanska M.Yu. Carrier transfer effect on transport in p–i–n structures with Ge quantum dots // *Phys. Rev. B.*– 2011.– V. 86.– P. 115425–115434.
12. Козирев Ю.М., Гречко Л.Г., Лерман Л.Б., Рубежанська М.Ю., Чуйко О.О. Експериментальні дослідження та математичне моделювання розмірних характеристик системи квантових точок Ge на Si(100) // *Доп. НАН України.*– 2005.– № 10.– С. 80–84.
13. Stranski I.N., Krastanow L. Sitzungsber. Abhandlungen der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Klasse IIb. Akademie der Wissenschaften Wien.–Naturwiss.– 1937.– Klasse 146.– P. 797.
14. Пчеляков О.П., Болховитянов С.Б., Двуреченский А.В., Соколов Л.В., Никифоров А.И., Якимов А.И. Кремний–германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства // *Физика и техника полупроводников.*– 2000.– Т. 34.– С. 1281–1299.
15. Лехницкий С.Г. Теория упругости анизотропного тела. – М.: Наука, 1977. – 416 с.
16. А.А. Скворцов, О.В. Литвиненко, А.М. Орлов. Определение констант деформационного потенциала n–Si, p–Si по концентрационному ангармонизму // *Физика и техника полупроводников.*– 2003, № 37, с. 17–21.

17. Г.Е. Бир, Г.Л. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.–Наука, 1972.
18. Brehm M., Lichtenberger H., Fromherz T., Springholz G. Ultra–steep side facets in multi–faceted SiGe/Si(001) Stranski–Krastanow islands// Nanoscale Research Lett.– 2011.– V. 6.– P. 70–79.
19. Kondratenko S.V., Vakulenko O. V., Nikolenko A.S., Golovinskiy S.L., Kozyrev Yu.N., Rubezhanska M.Yu. Photocurrent spectroscopy of indirect transitions in Ge/Si multilayer quantum dots at room temperature// Surf. Sci.– 2007.– V. 601.– L45.

**ВПЛИВ ПРУЖНИХ ДЕФОРМАЦІЙ НА ЛОКАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ
СТРУМУ ОКРЕМИХ НАНОКЛАСТЕРІВ Ge НА Si, ДОСЛІДЖЕНИХ МЕТОДОМ
ПРОВІДНОЇ АТОМНО-СИЛОВОЇ МІКРОСКОПІЇ**

М.Ю. Рубежанська

*Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка Національної академії наук України
вул. Генерала Наумова, 17, Київ, 03164, Україна*

Методом провідної атомно-силової мікроскопії (АСМ) досліджено локальні характеристики струму епітаксціальних систем з наноострівцями Ge на Si(001). Показано, що розподіл локальних струмів всередині квантових точок Ge на Si пов'язаний з величиною внутрішніх пружних деформацій, які визначають максимальну густину станів по контурах острівців. Виявлено лінійну залежність величини струму від латерального розміру в ступені 3/2 нанокластера германію, що відповідає розрахунку лінійної залежності локальної густини станів від величини питомої пружної деформації всередині нанокластера в рамках класичної теорії пружності та теорії суцільних середовищ.

**INFLUENCE OF ELASTIC DEFORMATION ON LOCAL CURRENT
CHARACTERISTICS OF SEPARATE Ge NANOCCLUSERS ON Si INVESTIGATED
BY CONDUCTING ATOMIC FORCE MICROSCOPY**

M.Yu. Rubezhanska

*Chuiko Institute of Surface Chemistry, National Academy of Sciences of Ukraine
17 General Naumov Str. Kyiv, 03164, Ukraine*

Local current characteristics of epitaxial systems with Ge nanoislands on Si (001) were investigated using conducting atomic force microscopy (AFM). The distribution of local currents inside Ge quantum dots showed a good correspondence with the values of internal deformations that determine the maximal density of states by the nanoisland edges. The linear dependence of the current value to the power 3/2 on Ge nanoisland lateral size was revealed that corresponds to the calculated linear dependence of local density of states on the value of unit deformation inside Ge nanoisland made within the framework of classical theory of elasticity and continuous medium theory.