

11

Анизотропия электрической проводимости поверхностных фаз In—Si(111)

© М.В. Лавринойтис, Д.А. Цуканов, С.В. Рыжков

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
E-mail: lavric@iacp.dvo.ru

Поступило в Редакцию 2 ноября 2006 г.

Методами дифракции медленных электронов и четырехзондовым методом измерения электрической проводимости была исследована проводимость поверхностных фаз Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -In и Si(111) 4×1 -In в зависимости от кристаллографических направлений поверхности подложки. Установлено, что направления, в которых проводимость максимальна, в сверхрешетке Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -In совпадают с кристаллографическими направлениями максимальной атомной плотности атомов In, а в поверхностной фазе Si(111) 4×1 -In — с направлениями одномерных цепочек индия.

PACS: 72.20.-i

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию корреляции электрической проводимости поверхностных фаз с их кристаллической структурой. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что поверхностные фазы и сверхтонкие пленки адсорбата на поверхности кремния оказывают заметное влияние на электрические свойства подложки [1–4]. В данной работе методами дифракции медленных электронов (ДМЭ) и четырехзондовым методом измерения проводимости в условиях сверхвысокого вакуума изучена анизотропия поверхностной проводимости, а именно зависимость электрической проводимости от направления прохождения тока относительно кристаллографических направлений поверхности подложки для поверхностных фаз Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -In и Si(111) 4×1 -In при температуре 150 К.

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке с базовым давлением $2 \cdot 10^{-10}$ Торр, оснащенной системой ДМЭ и устройством для измерения электрической проводимости четырехзондовым методом. В качестве подложки использовались пластины Si(111) *n*-типа

($15 \times 5 \times 0.5$ mm), легированные фосфором, с удельным сопротивлением $45 \Omega \cdot \text{cm}$. Перед помещением в камеру образцы очищали в органических растворителях. Окончательную очистку проводили в вакууме кратковременным отжигом при температуре 1550 К. От чистых образцов наблюдались четкие картины ДМЭ 7×7 , характерные для чистой поверхности Si(111). Электрическую проводимость образца измеряли четырехзондовым методом *in situ* при температуре 150 К при пропускании постоянного тока в диапазоне $10\text{--}150 \mu\text{A}$. Ошибка измерений составляла 5%. Расстояние между вольфрамовыми зондами, расположенными в вершинах квадрата, составляло 0.3 mm. Индий осаждали из танталовой ячейки. Скорость напыления индия составляла 0.1 монослоя (МС) в минуту (1 МС равен концентрации атомов верхнего слоя нереконструированной грани Si(111), т.е. $7.8 \cdot 10^{14} \text{ atom/cm}^2$). Поверхностные фазы Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -In и Si(111) 4×1 -In были сформированы путем осаждения индия на поверхность Si(111) 7×7 при комнатной температуре в количестве $1/3$ МС и 1 МС соответственно и последующего отжига образца при 750 К. Покрытие индия определялось в соответствии с фазовой диаграммой для субмонослойных покрытий In/Si(111) [5].

Поверхностная фаза Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -In представляет интерес для исследования анизотропии электрической проводимости из-за ее „квази-однодоменной“ структуры. Это означает, что все выделенные кристаллографические направления поверхности для трехдоменной структуры такой поверхностной фазы можно считать эквивалентными (рис. 1, *a*). Можно предположить, что, как и для однодоменных поверхностных фаз, для данной системы будет наблюдаться анизотропия поверхностной проводимости [6]. Известно также, что в данной поверхностной фазе атомы In занимают места в положении T_4 на нереконструированной поверхности кремния, при этом покрытие индия составляет $1/3$ монослоя [7].

На рис. 2 показано изменение электрической проводимости в зависимости от угла поворота зондовой головки для поверхностной фазы Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -In. В этом случае наблюдается максимум проводимости в направлениях, близких к $[1\bar{2}1]$ и $[2\bar{1}\bar{1}]$. В направлениях, близких к $[10\bar{1}]$ и $[1\bar{1}0]$, наблюдаются минимумы значения проводимости. Видно, что максимумы и минимумы проводимости повторяются через 60° . Сопоставляя экспериментальные данные с моделью этой фазы (см. рис. 1, *a*), видим, что направления, в которых проводимость

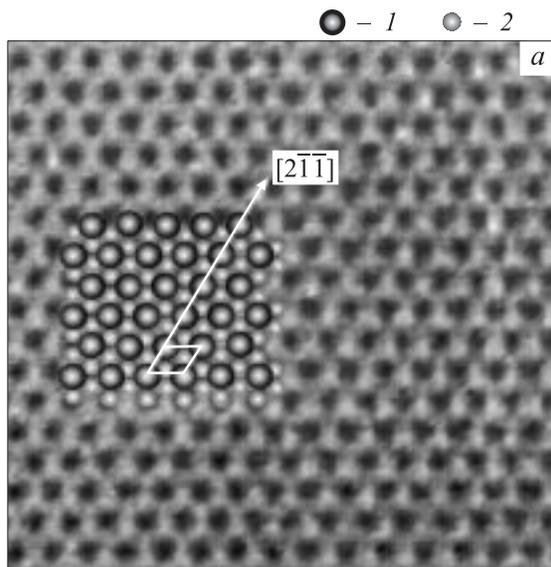


Рис. 1. СТМ-изображение ($10 \times 10 \text{ nm}^2$) в заполненных состояниях (2В) подложки кремния Si(111) с поверхностными фазами $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -In (a) и 4×1 -In (b). Приведены модели поверхностных фаз $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -In и 4×1 -In согласно [7] и [10] (1 — атомы In, 2 — атомы Si) соответственно. Стрелками указано направление максимальной плотности атомов индия в поверхностных фазах.

максимальна, совпадают с направлениями, в которых расстояния между атомами индия минимальны ($[1\bar{2}1]$ и $[2\bar{1}\bar{1}]$). Известно, что длина свободного пробега носителей заряда обратно пропорциональна расстоянию между атомами в элементарной ячейке [8,9], т.е. чем выше плотность атомов в данном направлении, тем выше проводимость. Что мы и наблюдаем экспериментально — направления максимумов атомной плотности (рис. 1, a) и проводимости (рис. 2) совпадают.

Также была исследована анизотропия проводимости поверхностной фазы Si(111) 4×1 -In, которая образуется на реконструированной поверхности кремния с покрытием адсорбата 1 МС. Данная поверхностная фаза 4×1 -In представляет собой одномерные цепочки индия, разде-

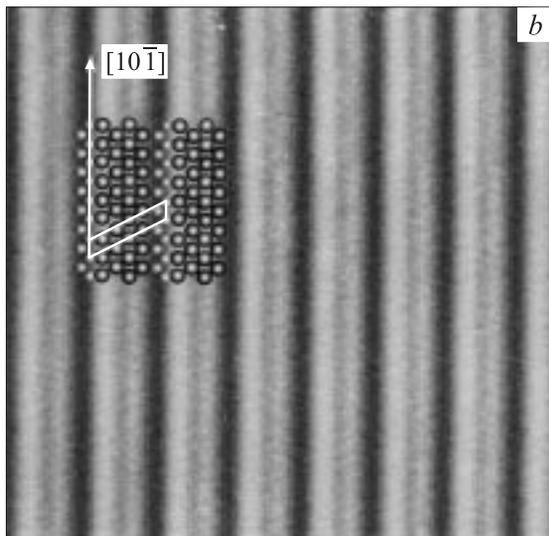


Рис. 1 (продолжение).

ленные рядами кремния (см. рис. 1, *b*). Как было показано в работе [6], проводимость вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ идет по цепочкам индия, а по направлениям $\langle 211 \rangle$ идет в приповерхностной области. Таким образом, проводимость вдоль цепочек индия должна быть выше, что также наблюдается экспериментально и в нашей работе. Максимумы проводимости наблюдались в направлениях $[10\bar{1}]$, $[1\bar{1}0]$, $[0\bar{1}1]$ (рис. 2). Так как поверхностная фаза $\text{Si}(111) 4 \times 1\text{-In}$ является трехдоменной, то максимумы проводимости обусловлены вкладами от всех трех доменов, и, следовательно, пики проводимости также будут повторяться с периодом в 60° . В то же время, исходя из моделей кристаллической структуры, можно предположить, что направления максимумов проводимости в системах $\text{Si}(111) \sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-In}$ и $\text{Si}(111) 4 \times 1\text{-In}$ должны различаться на 30° , что и видно из рис. 2.

Таким образом, полученные результаты показывают, что электрическая проводимость поверхностных фаз $\text{Si}(111)\text{-In}$ существенно зависит от кристаллографического направления, в котором производится измерение. Поэтому важно учитывать этот факт при всех исследованиях,

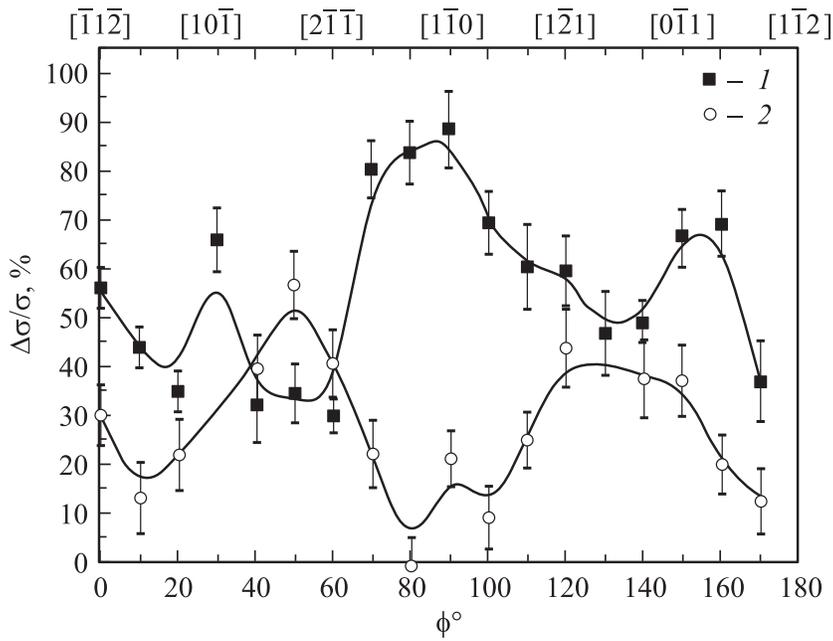


Рис. 2. Зависимость проводимости поверхностных фаз $\text{Si}(111)4 \times 1\text{-In}$ (1) и $\text{Si}(111)\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-In}$ (2) от ориентации зондовой головки относительно кристаллографических направлений кремния. Проводимость нормирована на значение проводимости чистой поверхности $\text{Si}(111)7 \times 7$ в тех же направлениях.

связанных с измерением поверхностной проводимости монокристаллических подложек в вакууме. Установлено, что направления, в которых проводимость максимальна, совпадают с направлениями максимальной атомной плотности в поверхностной фазе $\text{Si}(111)\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-In}$. В поверхностной фазе $\text{Si}(111)4 \times 1\text{-In}$ направления, в которых наблюдаются максимумы проводимости, совпадают с направлениями одномерных цепочек индия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 05-02-17823, грантов НШ-4755.2006.2, МК-4743.2006.2.

С.В. Рыжков благодарит за помощь в получении изображений СТМ профессора Ш. Хасегава из Токийского университета. Авторы благодарят за помощь в создании четырехзондовой головки А. Каменева.

Список литературы

- [1] *Bauerle F., Monch W., Henzler M.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 10. P. 3917–3919.
- [2] *Kimberlin K.R., Tringides M.C.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1995. V. 13. N 2. P. 462–466.
- [3] *Hasegawa S., Tong X., Takeda S.* et al. // Progress in Surface Science. 1999. V. 60. P. 89–257.
- [4] *Tsukanov D.A., Ryzhkov S.V., Hasegawa S.* et al. // Phys. Low-Dim. Struct. 1999. V. 7/8. P. 149–154.
- [5] *Hirayama H., Baba S., Kinbara A.* // Appl. Surf. Sci. 1988. V. 33/34. P. 193.
- [6] *Kanagawa T., Hobara R., Matsuda I.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 3.
- [7] *Finney M.S., Norris C., Howes P.B.* et al. // Surf. Sci. 1993. V. 291. P. 99.
- [8] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 688 с.
- [9] *Шалимова К.В.* Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. 392 с.
- [10] *Bunk O., Falkenberg G., Zeysing J.H.* et al. // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 12 228.