

## Реактивная эпитаксия дисилицида кобальта на Si(111)

© М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, Д.А. Валдайцев, Н.С. Фараджев

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

(Поступила в Редакцию 4 июля 2000 г.)

Изучен механизм начальных стадий силицидообразования при нанесении Co в диапазоне 1–10 монослоев на нагретый кристалл Si(111)  $7 \times 7$ . При получении структурных данных использовался оригинальный метод дифракции неупруго отраженных электронов средней энергии, отображающий атомное строение поверхностных слоев в реальном пространстве. Элементный состав анализируемой приповерхностной области исследовался методом электронной Оже-спектроскопии. Показано, что в условиях реактивной эпитаксии на Si(111) растет эпитаксиальная пленка  $\text{CoSi}_2(111)$  *B*-ориентации. При этом на начальных стадиях нанесения кобальта (1–3 монослоя) реализуется островковая мода роста. Элементный состав поверхности пленки  $\text{CoSi}_2(111)$  толщиной около 30 Å такой же, как у объемного дисилицида кобальта, и она оканчивается триадой монослоев Si–Co–Si.

Работа выполнена в рамках направления "Поверхностные атомные структуры" (проект № 5.10.99).

Кремний является базовым материалом в современной твердотельной микроэлектронике. Широкое применение в ней находят различные микроструктуры, состоящие из сформированных на кремнии силицидов переходных металлов [1]. Около двух десятилетий внимание многих исследователей привлекает система Co/Si(111) [2–12]. Было показано, что на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  можно выращивать эпитаксиальные пленки  $\text{CoSi}_2$  с резкой на атомарном уровне межфазовой границей [13–16]. Эта особенность гетероструктуры  $\text{CoSi}_2/\text{Si}(111)$  превратила ее в модельную систему при анализе границы раздела металл–полупроводник и изучении механизма формирования барьера Шоттки [17]. Существенно также, что пленки  $\text{CoSi}_2$  обладают высокой проводимостью и термической стабильностью. Указанная совокупность свойств пленок силицидов кобальта на кремнии определила их использование в качестве омических и барьерных контактов в полупроводниковых изделиях.

Известны три основных способа выращивания пленок  $\text{CoSi}_2$  в условиях сверхвысокого вакуума. Во-первых, это твердофазная эпитаксия, состоящая в нанесении Co на Si(111)  $7 \times 7$  при комнатной температуре и последующем отжиге образца при 550–600°C. Во-вторых, реактивная эпитаксия, когда напыление Co осуществляется на поверхность нагретого кристалла кремния и, в третьих, молекулярно-лучевая эпитаксия. Наименьшее внимание при этом уделялось механизму роста пленок  $\text{CoSi}_2$  на нагретых подложках. Известные нам данные в значительной мере носят разрозненный характер. Так, согласно [18], существуют две области температур и покрытий, в которых растут либо сплошные однородные пленки  $\text{CoSi}_2$ , либо островковые. Первый случай характерен для более низких температур и покрытий. Однако речь идет о диапазонах температуры и покрытия, превосходящих соответственно 550°C и  $\sim 15$  Å. Что же касается самых ранних стадий роста  $\text{CoSi}_2$  в области  $T < 550^\circ\text{C}$ , то имеются указания на послойный рост пленки [8].

Настоящая работа посвящена изучению начальных стадий силицидообразования при реактивной эпитаксии. Исследование проведено с помощью нового структурного метода — дифракции неупруго отраженных электронов средней энергии [19–22]. Формирование таких дифракционных картин основано на эффекте фокусировки электронов, проявляющемся в преимущественном вылете отраженных электронов вдоль плотноупакованных атомных рядов кристалла, что позволяет визуализировать атомное строение приповерхностного слоя кристалла толщиной 1–1.5 nm в реальном пространстве. Эффект фокусировки был открыт в исследованиях дифракции рентгеновских фото- и Оже-электронов [23–25], которая уже нашла применение в изучении структуры силицидных пленок, выращенных в условиях твердофазной [5] и молекулярно-лучевой эпитаксии [26].

### 1. Техника эксперимента

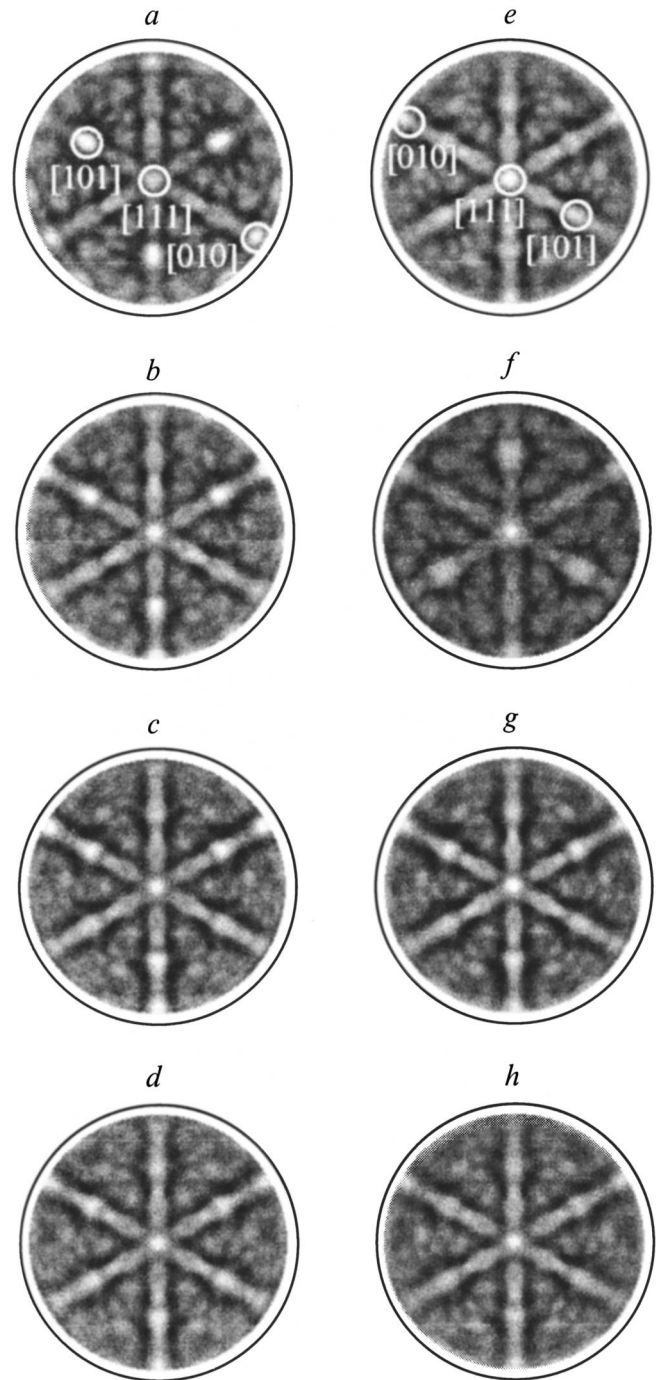
Прибор, с помощью которого проведен эксперимент, подробно описан в [27]. Здесь мы коснемся только основных его элементов. Исследуемый образец облучается пучком электронов с энергией 2 keV. Ток в пучке составляет  $10^{-7}$  А, а его поперечное сечение равно 1.0 mm. Электроны падают на поверхность под скольльзящим углом, интенсивно рассеиваются в приповерхностном слое образца и частично от него отражаются. Электроны, отраженные с потерями энергии, не превосходящими примерно 10% от первоначальной величины, регистрируются малогабаритным энергоанализатором тормозящего поля с двумя сферическими сетками. Поток прошедших сквозь них электронов усиливается микроканальной пластиной и вызывает свечение люминофора, наблюдаемое через оптическое окно вакуумной камеры. Электронограф обеспечивает сбор электронов в достаточно широком телесном угле, соответствующем конусу с полураствором 57°. При этом имеется возможность наблюдать важную область вблизи нормали к поверхности образца,

недоступную для стандартных приборов, используемых в дифракции медленных электронов. Дифракционные картины регистрируются видеокамерой, совмещенной с компьютером. Это позволяет записывать их на жесткий диск со скоростью до 50 кадров в секунду и далее обрабатывать с помощью специальных программных приложений. Указанная скорость регистрации картин позволяет исследовать многие атомные процессы на поверхности в режиме реального времени.

Измерения велись в условиях сверхвысокого вакуума ( $10^{-8}$  Па). Образцы кремния, на которые напылялся кобальт, вырезались из монокристаллической пластины КЭФ-1 и имели размер  $22 \times 14 \times 0.25$  мм. Точность выведения грани (111) на поверхность кристалла была не хуже  $20'$ . Перед загрузкой в вакуумную камеру кристаллы тщательно очищались по методу Ширази [28]. Затем они подвергались термической обработке в вакууме — сначала прогреву в течение получаса при  $T = 500^\circ\text{C}$ , затем ступенчатым кратковременным отжигам при повышающихся температурах (вплоть до  $1000^\circ\text{C}$ ). Непосредственно перед измерениями образцы кратковременно прогревались при температуре  $1200^\circ\text{C}$ , что обеспечивало получение атомно-чистой поверхности кремния с реконструкцией типа  $\text{Si}(111)7 \times 7$ . При прогревах образца давление в камере не поднималось выше чем до  $2 \cdot 10^{-7}$  Па. Напыление кобальта производилось на кристалл, находящийся при температуре  $450^\circ\text{C}$ . Источником кобальта служила проволока диаметром 1 мм, чистота которой составляла 99.99%. Нагрев проволоки осуществлялся с помощью электронной бомбардировки. Кобальт напылялся дозами, составлявшими примерно один монослой атомов, при скорости напыления, равной 0.8 монослоя ( $ML$ ) в минуту. Исследование проведено в диапазоне покрытий  $\text{Co}$  до  $10 ML$ . В качестве монослоя атомов  $\text{Co}$  принимается значение  $7.8 \cdot 10^{14}$  ат/см<sup>2</sup>, соответствующее числу атомов  $\text{Si}$ , приходящихся на 1 см<sup>2</sup> грани кремния (111). Контроль чистоты поверхности исходного кристалла и количества нанесенного кобальта проводился методом электронной Оже-спектроскопии. Дифракционные картины измерялись при комнатной температуре после остывания образца.

## 2. Результаты измерений и их обсуждение

2.1. Динамика изменения дифракционных картин при реактивной эпитаксии. Полученные результаты иллюстрирует рис. 1. На нем показано несколько дифракционных картин, измеренных для исходного кристалла  $\text{Si}(111)7 \times 7$  (рис. 1, *a*) и полученных после нанесения на него определенных доз кобальта (рис. 1, *b–e*). Данные представлены в виде двумерных карт распределения интенсивности отражения электронов по полярному и азимутальному углам вылета, построенных в стереографической проекции при



**Рис. 1.** Дифракционные картины, наблюдавшиеся при нанесении кобальта на поверхность монокристалла кремния, нагретого до температуры  $450^\circ\text{C}$ . *a* — исходная картина от грани  $\text{Si}(111)7 \times 7$ ; *b–d* — после нанесения одного, двух и трех монослоев  $\text{Co}$ ; *e* — эпитаксиальная пленка  $\text{CoSi}_2(111)$ ; *f, g* и *h* — результаты моделирования картин *e, c* и *d* соответственно.

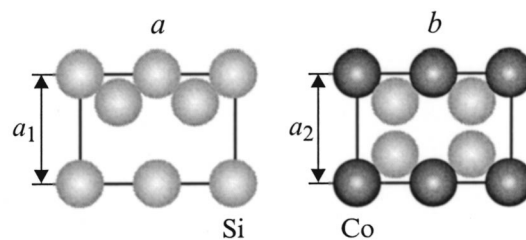
использовании нелинейной шкалы серых оттенков. Светлые области в этом случае обозначают максимумы угловых распределений, а черные, наоборот, — минимумы. Центр картины соответствует вылету электронов

вдоль нормали к поверхности, а линия окружности — вылету их при полярном угле, равном  $57^\circ$ . Заметим, что дифракционные картины, снимаемые при средней энергии, подобные приведенным на рисунке, часто называют Кикучи-картинами. Как видно из рис. 1, *a*, Кикучи-картина от подложки обладает трехкратной симметрией, свойственной грани (111) кремния. Самые яркие максимумы наблюдаются при ориентациях вылетающих электронов вдоль наиболее плотноупакованных кристаллографических направлений  $\langle 110 \rangle$  кремния, расположенных симметрично относительно центра картины при полярных углах  $\theta = 35^\circ$ . Также хорошо видны и максимумы вдоль направлений  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$ . На рис. 1, *a* они обозначены кружками. Обращают на себя внимание и протяженные полосы повышенной интенсивности (Кикучи-полосы), расположенные вдоль проекций самых плотноупакованных атомных плоскостей  $\{110\}$  кремния. Таким образом, приведенная картина действительно отображает в реальном пространстве взаимное положение атомов в приповерхностном слое образца. Толщина этого слоя равна средней глубине выхода регистрируемых электронов, которая при энергии 2 keV составляет примерно 1.5 nm. Более подробный анализ формирования Кикучи-картин кремния содержится в [29].

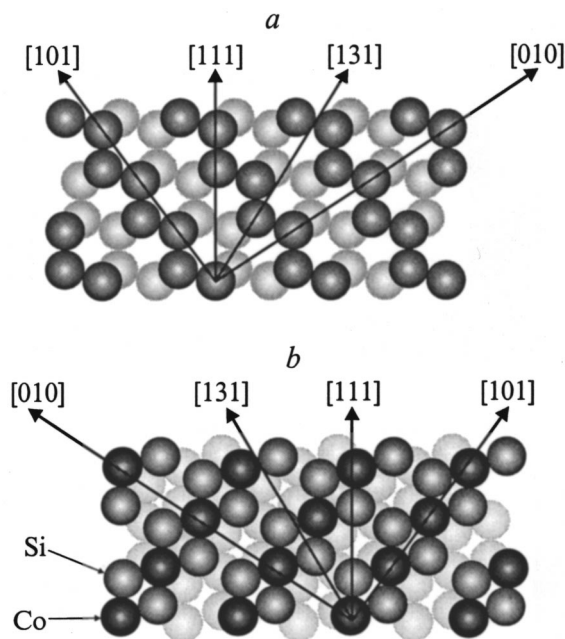
Нанесение уже первого монослоя кобальта (рис. 1, *b*) заметно изменяет картину. Это проявляется прежде всего в ослаблении отмеченных выше самых сильных пиков  $\langle 110 \rangle$  подложки, а также в видоизменении тонкой дифракционной структуры вокруг этих направлений. Несколько усиливаются и максимумы в центральной части изображения. При напылении второго (рис. 1, *c*) и третьего (рис. 1, *d*) монослоев кобальта эта трансформация картины усиливается. Также появляются достаточно интенсивные максимумы при полярных углах  $\theta = 35^\circ$ , расположенных по азимуту между пиками подложки. При больших покрытиях кобальта изменения картины становятся менее заметными и практически прекращаются после напыления пяти–шести монослоев кобальта. Результаты, полученные для этого стационарного состояния системы, показаны на рис. 1, *e*. Заметим, что примерно в этом же диапазоне покрытий перестает изменяться отношение Оже-сигналов  $\text{Co}(MMV)$  и  $\text{Si}(LVV)$ , свидетельствуя о постоянстве и элементного состава в зондируемом приповерхностном слое.

**2.2 Эпитаксиальная пленка  $\text{CoSi}_2(111)$ .** Приведенная на рис. 1, *e* картина демонстрирует четкую дифракционную структуру, однозначно показывая, что сформированный силицидный слой является упорядоченным. Сама же картина, как следует из сопоставления ее с данными рис. 1, *a*, во многом сходна с наблюдаемой для кремния, но развернута относительно нее по азимуту на  $180^\circ$ . Как известно, при нанесении кобальта на кристалл Si(111), нагретый до  $\sim 450^\circ\text{C}$ , растет пленка дисилицида кобальта  $\text{CoSi}_2(111)$  [8].

Отмеченное сходство дифракционных картин Si(111) и  $\text{CoSi}_2(111)$  легко пояснить, обратившись к их кристаллическим структурам. Оба вещества кристаллизуются



**Рис. 2.** Схематическое изображение сечений элементарных ячеек Si (a) и  $\text{CoSi}_2$  (b) плоскостью (110).



**Рис. 3.** Схематическое изображение основных максимумов фокусировки, возникающих при движении электронов вдоль атомных плоскостей (110) кремния (a) и дисилицида кобальта (b).

в кубической сингонии: кремний имеет структуру типа алмаза, а  $\text{CoSi}_2$  — структуру типа флюорита. Несоответствие постоянных решеток составляет всего 1.2% ( $a_1 = 5.356$ ,  $a_2 = 5.428$  Å). Тем не менее различия указанных структурных типов, хорошо видные в плоскостях (110) (рис. 2), усложняют структуру атомных цепочек  $\text{CoSi}_2$ , в частности вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$ , и изменяют в них концентрацию атомов. Однако ориентации наиболее плотноупакованных направлений и плоскостей в обоих кристаллах совпадают (направления  $\langle 110 \rangle$  и плоскости  $\{110\}$ ). Следовательно, наиболее сильные максимумы картин должны наблюдаться при одних и тех же углах вылета отраженных электронов. Это иллюстрирует рис. 3, на котором схематически показаны взаимные ориентации основных максимумов фокусировки, возникающих при движении электронов вдоль плоскостей  $\{110\}$ . Именно эти пики, как видно из рис. 1, *a* и 1, *e*, и доминируют в наблюдаемых дифракционных картинах. Поэтому рассматриваемые картины

оказываются очень сходными, а их различия определяются разной относительной интенсивностью максимумов фокусировки.

Что же касается разворота Кикучи-картины  $\text{CoSi}_2(111)$  по азимуту на  $180^\circ$  относительно картины для кремния, он объясняется тем, что, согласно [30], для изучаемой системы энергетически более выгодна межфазовая граница именно с такой эпитаксиальной ориентацией дисилицида кобальта. Ее принято называть *B*-ориентацией в отличие от *A*-ориентации, совпадающей с таковой для подложки. Ориентация растущего дисилицида по [31] определяется центрами его зарождения в пределах элементарной ячейки реконструированной поверхности кремния. Если эти центры локализованы на ее дефектных половинах, формируется  $\text{CoSi}_2(111)$  с *B*-ориентацией, а в ином случае — с *A*-ориентацией. Как показано в [32], при нанесении атомов *Co* на кристалл кремния, находящийся при комнатной температуре, они адсорбируются и внедряются под верхний слой атомов кремния в пределах всей ячейки  $7 \times 7$ . И действительно, в этих условиях обнаруживаются домены  $\text{CoSi}_2(111)$  как с *A*-, так и с *B*-ориентацией. Если же атомы *Co* напыляются на нагретый кристалл в условиях, близких к термодинамическому равновесию, они мигрируют по поверхности и остаются на дефектных частях ячейки, что и объясняет рост  $\text{CoSi}_2(111)$  *B*-ориентацией в этих условиях.

Таким образом, при нанесении более  $\sim 5$  монослоев кобальта на нагретый до  $\sim 450^\circ\text{C}$  кристалл  $\text{Si}(111)$  на нем формируется сплошная эпитаксиальная пленка  $\text{CoSi}_2(111)$  *B*-ориентации. Измеренное для нее соотношение низкоэнергетических Оже-сигналов  $\text{Co}(M_{2,3}VV)$  и  $\text{Si}(LVV)$  равно  $0.18\text{--}0.20$ , что примыкает к диапазону значений  $0.2\text{--}0.3$ , приводимых в литературе для фазы  $\text{CoSi}_2\text{--C}$  [33–35]. Установлено, что элементный состав поверхностных слоев этой фазы совпадает с таковым для объемного  $\text{CoSi}_2(111)$  и оканчивается триадой монослоев  $\text{Si--Co--Si}$  [33,36]. Заметим, что при отжиге пленок *Co* до более высоких температур ( $550\text{--}600^\circ\text{C}$ ) поверхность обогащается кремнием, покрываясь двумя дополнительными монослоями  $\text{Si}$  [33–35]. В отличие от нее поверхность пленки с элементным составом, совпадающим с объемным силицидом, называют обогащенной кобальтом. Дифракционная картина  $\text{CoSi}_2(111)$  с такой поверхностью, полученная численным моделированием в рамках кластерной модели однократного рассеяния плоских электронных волн [19] для *B*-ориентации пленки, показана на рис. 1, *f*. Она обнаруживает достаточно хорошее согласие с экспериментом, подтверждая правильность приведенной выше интерпретации картины рис. 1, *e*.

2.3. Мода роста  $\text{CoSi}_2(111)$  на начальной стадии его формирования. Анализ промежуточных дифракционных картин, полученных в процессе формирования рассмотренной Кикучи-картины при увеличении доз напыленного кобальта (рис. 1, *b–d*), позволяет получить информацию о механизме роста силицидных пленок на самых начальных стадиях процесса. Детальное

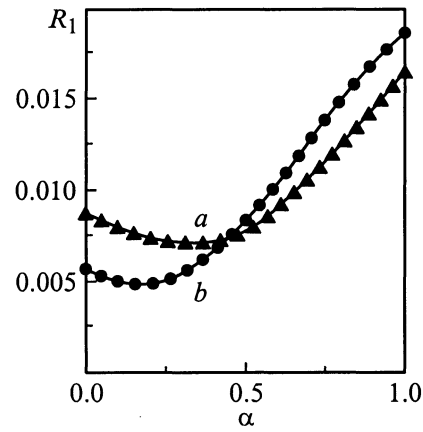


Рис. 4. Зависимости  $R_1$ -фактора от параметра  $\alpha$ , характеризующего статистический вес подложки в дифракционных картинах, наблюдавшихся после нанесения двух (*a*) и трех (*b*) монослоев кобальта.

сопоставление этих картин с картинами чистого кремния (рис. 1, *a*) и дисилицида кобальта (рис. 1, *e*) показывает, что в промежуточных картинах содержатся элементы картин от обоих кристаллов. Это позволяет предположить, что они являются их суперпозицией. Для проверки такого предположения рассматриваемые Кикучи-картины были смоделированы из картин, измеренных для кремния (рис. 1, *a*) и дисилицида кобальта (рис. 1, *e*). Расчет интенсивности  $I_t(\theta, \varphi)$  каждой точки картины проводился по формуле

$$I_t(\theta, \varphi) = \alpha I_A(\theta, \varphi) + (1 - \alpha) I_B(\theta, \varphi), \quad (1)$$

где  $I_A(\theta, \varphi)$  и  $I_B(\theta, \varphi)$  — значения интенсивностей, измеренных в точках дифракционных картин (рис. 1, *a* и *e*) с угловыми координатами  $(\theta, \varphi)$ , а  $\alpha$  — варьируемый параметр, определяющий статистический вес поверхности подложки, не занятой кристаллитами  $\text{CoSi}_2(111)$ .

Оптимальное значение  $\alpha$  можно найти, минимизируя различия расчетной  $I_t(\theta, \varphi)$  и измеренной  $I_e(\theta, \varphi)$  картин. Обычно их оценивают с помощью факторов надежности. При этом чаще всего используются  $R_1$ - и  $R_2$ -факторы, определяемые следующими соотношениями:

$$R_1 = \frac{\sum_{\theta, \varphi} |I_e(\theta, \varphi) - I_t(\theta, \varphi)|}{\sum_{\theta, \varphi} |I_e(\theta, \varphi)|},$$

$$R_2 = \frac{\sum_{\theta, \varphi} [I_e(\theta, \varphi) - I_t(\theta, \varphi)]^2}{\sum_{\theta, \varphi} I_e^2(\theta, \varphi)}. \quad (2)$$

Здесь  $I_e(\theta, \varphi)$  и  $I_t(\theta, \varphi)$  — измеренное и расчетное значения интенсивности для одной и той же точки картины. Суммирование ведется по всем ориентациям регистрируемых отраженных электронов. Знаменатели дробей являются нормировочными коэффициентами.

Расчеты по формулам (1), (2) проводились для значений  $\alpha$ , менявшихся с шагом 0.02 в интервале от 0 до 1. На основе полученных данных для трех рассматриваемых состояний системы Co/Si (рис. 1, *b-d*), были построены зависимости  $R_1(\alpha)$  и  $R_2(\alpha)$ . Их иллюстрируют результаты, приведенные на рис. 4 для фактора  $R_1$  для образцов с двумя и тремя монослоями Co. Видно, что эти зависимости обладают достаточно хорошо выраженными минимумами при значениях  $\alpha$ , равных соответственно 0.35 и 0.18. Оптимальное значение  $\alpha$  для 1 монослоя Co равно 0.60. К таким же результатам приводят и оценки, сделанные с помощью фактора  $R_2$ . Расчетные дифракционные картины для двух и трех монослоев Co, соответствующие найденным значениям  $\alpha$ , представлены на рис. 1, *g, h*. Видно, что они очень хорошо согласуются с результатами измерений (рис. 1, *c, d*). Приведенные данные в отличие от [7] свидетельствуют о том, что при напылении первых монослоев кобальта формирующаяся пленка занимает только часть площади подложки, которая возрастает при дальнейшем нанесении кобальта. Для трех монослоев Co она составляет уже 82%, вероятно, уже на этой стадии начинается процесс коалесценции островков. После нанесения четвертого и пятого монослоев пленка CoSi<sub>2</sub> становится сплошной. Оценка средней толщины растущих островков, основанная на сопоставлении доз напыленного кобальта с соответствующими значениями  $\alpha$ , показывает, что на самых ранних стадиях силицидообразования превалирует латеральный рост CoSi<sub>2</sub>(111). Так, возрастание количества нанесенного Co от одного до трех монослоев приводит к увеличению средней толщины островков на 50%, тогда как занимаемая ими площадь становится больше в 2 раза. Именно разрастание островков вдоль поверхности подложки и обуславливает образование достаточно совершенных эпитаксиальных пленок CoSi<sub>2</sub> в данной системе.

Таким образом, из представленных данных следует, что формирование дисилицида кобальта на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  при повышенной температуре начинается с зарождения островков CoSi<sub>2</sub>(111)-С и последующего их латерального роста. Коалесценция островков происходит при дозах напыленного кобальта, равных примерно трем монослоям. После нанесения пяти монослоев Co образуется сплошная пленка CoSi<sub>2</sub>(111) с эпитаксиальной ориентацией *B*-типа.

## Список литературы

- [1] L.J. Chen, K.N. Tu. Mater. Sci. Rep. **7**, 53 (1991).
- [2] S. Saitoh, H. Ishiwaru, S. Furukawa. Appl. Phys. Lett. **37**, 2, 203 (1980).
- [3] C. Pirri, J.C. Peruchetti, G. Gewinner, J. Derrien. Phys. Rev. **B29**, 6, 3391 (1984).
- [4] J. Derrien. Surf. Sci. **168**, 1, 171 (1986).
- [5] S.A. Chambers, S.B. Anderson, H.W. Chen, J.H. Weaver. Phys. Rev. **B34**, 2, 913 (1986).
- [6] F. Boschrini, J.J. Joyce, M.W. Ruckincn, J.H. Weaver. Phys. Rev. **B35**, 9, 4216 (1987).
- [7] D.D. Chambliss, T.N. Rhodin, J.E. Rowe, H. Shigekawa. J. Vac. Sci. Technol. **A7**, 3, 2449 (1989).
- [8] A. Bensaoula, J.Y. Veuillen, T.T.A. Nguyen. J. Derrien, M. De Crescenzi. Surf. Sci. **241**, 3, 425 (1991).
- [9] H. von Kanel. Mater. Sci. Rep. **8**, 193 (1992).
- [10] C.W.T. Bulle-Lieuwna. Appl. Surf. Sci. **68**, 1, 1 (1993).
- [11] N.I. Plusnin, A.P. Milenin, D.P. Prihodko. PLDS **9/10**, 107 (1999).
- [12] Y. Hayashi, M. Yoshinaga, H. Ikeda, S. Zaima, Y. Yasuda. Surf. Sci. **438**, 1, 116 (1999).
- [13] C.D. Anterrosches. Surf. Sci. **168**, 1, 751 (1986).
- [14] R.T. Tung, J.L. Batstone. Appl. Phys. Lett. **52**, 19, 1611 (1988).
- [15] J. Derrien, M. De Crescenzi, E. Chainet, C. d'Anterrosches, C. Pirri, G. Gewinner, J.C. Peruchetti. Phys. Rev. **B36**, 12, 6681 (1987).
- [16] H. von Kanel, C. Schwarz, S. Gencalves-Conto. Phys. Rev. Lett. **74**, 7, 1163 (1995).
- [17] H. Fujitani, S. Asano. Phys. Rev. **B50**, 12, 8681 (1994).
- [18] F. Arnaud, d' Avitayas, S. Delage, E. Rosencher, J. Derrien. J. Vac. Sci. Technol. **B3**, 2, 770 (1985).
- [19] М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, Н.С. Фараджев. ЖЭТФ **110**, 1 (7), 311 (1996).
- [20] N.S. Faradzhev, M.V. Gomoyunova, I.I. Pronin. Phys. Low-Dim. Struct. **3/4**, 93 (1997).
- [21] M. Erbudak, M. Hochstrasser, E. Wetli, M. Zurkirch. Surf. Rev. Lett. **4**, 179 (1997).
- [22] I.I. Pronin, M.V. Gomoyunova. Progr. Surf. Sci. **59**, 1-4, 53 (1998).
- [23] W.F. Egelhoff, jr. Crit. Rev. Solid State Mater. Sci. **16**, 213 (1990).
- [24] S.C. Fadley. In: Synchrotron Radiation Research. Advances in Surface and Interface Science. V. 1.: Techniques / Ed. by R.Z. Bachrach. Plenum Press, N. Y. (1992). Ch. 9. P. 421.
- [25] S.A. Chambers. Surf. Sci. Rep. **16**, 6, 261 (1992).
- [26] C. Pirri, S. Hong, M.H. Tuilier, P. Wetzel, G. Gewinner, R. Cortes. Phys. Rev. **B50**, 3, 1368 (1996).
- [27] И.И. Пронин, Д.А. Валдайцев, М.В. Гомоюнова, Н.С. Фараджев, А.Г. Баншиков. ЖТФ **68**, 12, 80 (1998).
- [28] A. Ishizaka, Y. Shiraki. J. Electrochim. Soc. **133**, 666 (1986).
- [29] И.И. Пронин, Н.С. Фараджев, М.В. Гомоюнова. ФТТ **39**, 4, 752 (1997).
- [30] D.R. Haman. Phys. Rev. Lett. **60**, 4, 313 (1988).
- [31] G. Rossi, A. Santaniello, P. De Padova, X. Jin, D. Chandesris. Europhys. Lett. **11**, 3, 235 (1990).
- [32] P.A. Bennet, D.G. Cahill, M. Copel. Phys. Rev. Lett. **73**, 3, 452 (1994).
- [33] F. Hellmann, R.T. Tung. Phys. Rev. **B37**, 18, 10 786 (1988).
- [34] U. Starke, J. Schardt, W. Weiß, G. Rangelov, Th. Fauster, K. Heinz. Surf. Rev. Lett. **5**, 1, 139 (1998).
- [35] A.E. Dolbak, B.Z. Olshanetsky, S.A. Teys. Phys. Low-Dim. Struct. **3/4**, 113 (1997).
- [36] D.D. Chambliss, T.N. Rhodin, J.E. Rowe. Phys. Rev. **B45**, 3, 1193 (1992).