

Исследование начальных стадий роста Mg на Si(111) при комнатной температуре методами оптической и электронной спектроскопии

© К.Н. Галкин, С.А. Доценко[¶], Н.Г. Галкин, М. Kumar⁺, Govind⁺, S.M. Shivaprasad⁺

Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук, 690041 Владивосток, Россия

⁺ Surface Physics and Nanostructures Group, National Physical Laboratory, Dr. K.S. Krishnan Road, New Delhi, India

(Получена 16 августа 2007 г. Принята к печати 21 августа 2007 г.)

С использованием методов дифракции медленных электронов, спектроскопии характеристических потерь энергии электронами и дифференциальной отражательной спектроскопии исследованы начальные стадии роста пленки Mg на Si(111) при комнатной температуре. В исследованном диапазоне значений толщины пленки магния ($h = 0-0.2$ нм) обнаружено формирование полупроводникового силицида магния (Mg_2Si), являющегося перспективным материалом для создания кремний-силицидных термоэлементов. При малой толщине осажденной пленки формируются идентичные кластеры Mg_2Si . Увеличение количества атомов Mg приводит к формированию двумерных, а затем и трехмерных островков Mg_2Si . Для всех структур получены спектры функции изменения оптического отклика $\delta\Lambda'_0$, являющиеся характеристикой их оптических свойств.

PACS: 78.20.Ci, 78.67.Bf, 78.67.Hc, 81.07.Bc, 81.15.Ef, 82.80.Pv

1. Введение

Стремительное развитие вычислительных мощностей компьютера породило потребность в разработке эффективных и надежных систем охлаждения его компонентов. Традиционные системы, использующие воздушное и водяное охлаждение, такими свойствами не обладают, поскольку содержат механические элементы, которые требуют регулярного обслуживания и часто выходят из строя. Применение эффекта Пельтье в системах охлаждения позволило избавиться от отмеченных недостатков, повысить скорость охлаждения и понизить предельную температуру. Однако массовое внедрение таких систем в компьютерную технику сдерживается дороговизной термоэлементов, являющихся их основным компонентом. Поэтому поиск технологичных и дешевых материалов для термоэлементов является одной из наиболее важных задач развития компьютерной техники, решением которой занимаются многие ведущие научные центры.

В ходе наших недавних исследований [1] было обнаружено, что одним из перспективных материалов для этой цели является узкозонный непрямозонный полупроводник Mg_2Si (ширина его запрещенной зоны по результатам электрофизических исследований составляет 0.6 эВ [2], а по данным расчетов из первых принципов 0.19–1.3 эВ [3–7]). Этот вывод был сделан на основании следующих фактов: островки этого полупроводникового силицида растут эпитаксиально на подложке Si(111) даже при комнатной температуре [8–11], а когда они встроены в решетку Si, то существенно увеличивают коэффициент Зеебека [1], характеризующий термоэлектрические свойства материала. Однако для сплошной пленки Mg_2Si на той же подложке коэффициент Зеебека мал [1], но его увеличения стоит ожидать в пленках

Si, включающих нанокристаллиты Mg_2Si . Их плотность должна быть высокой ($10^{11}-10^{12}$ см⁻²), а количество слоев не менее 6, чтобы обеспечить большее значение коэффициента Зеебека, чем полученное в работе [1].

Первому критерию (высокая плотность островков) хорошо соответствуют массивы идентичных кластеров, формирование которых на начальных стадиях роста пленки обнаружено в некоторых силицидообразующих системах (системах металл–Si, в которых возможно формирование силицида, причем Si является подложкой), таких как Co/Si(111) [12] и Cr/Si(111) [13]. Проведенные нами исследования последней системы выявили, что кластеры формируются даже при комнатной температуре и представляют собой двумерные и трехмерные островки силицида Cr [14]. Возможно, что в системе Mg/Si(111), являющейся силицидообразующей, при комнатной температуре на начальных стадиях роста тоже формируются идентичные кластеры силицида Mg. Однако в работах, посвященных исследованию роста пленки Mg на Si(111) при разных температурах [8–11], они обнаружены не были. Поэтому цель нашей работы заключалась в комплексном исследовании начальных стадий роста Mg на Si(111) при комнатной температуре методами дифференциальной отражательной спектроскопии (ДОС), дифракции медленных электронов (ДМЭ) и спектроскопии характеристических потерь энергии электронами (ХПЭЭ).

2. Методики экспериментов

Эксперименты проводились в двух сверхвысоковакуумных (СВВ) камерах фирмы „Varian“, оснащенных системами ДМЭ, электронной оже-спектроскопии (ЭОС), ХПЭЭ и ДОС, ЭОС, ХПЭЭ соответственно. Образцы для исследований с размерами $15 \times 6 \times 0.38$ мм вырезались из пластин Si, легированного В (удельное сопротивление $\rho = 1$ Ом · см). Исходную поверхностную фазу

[¶] E-mail: docenko@iacp.dvo.ru

Si(111)-(7 × 7) (далее — фаза 7 × 7) получали вспышкой при температуре $T = 1250^\circ\text{C}$ в сверхвысоковакуумных условиях. Магний осаждали из танталовой трубки, находившейся на расстоянии 8 см от образца, чтобы избежать его нагрева источником Mg. Скорость осаждения Mg калибровали по спектрам ХПЭЭ для первой СВВ камеры и с помощью кварцевого датчика толщины для другой; она составляла $\sim 5.4 \cdot 10^{-3}$ нм/мин. Спектры ХПЭЭ и картины ДМЭ регистрировали после осаждения очередной порции Mg (1 порция — 0.016 нм). Спектры ДОС регистрировали в диапазоне 1.13–2.5 эВ во время осаждения Mg на Si(111) при комнатной температуре и обрабатывали методом динамического эталона. Подробное описание измерительных систем и методов приведено в работах [15–17].

3. Экспериментальные результаты

3.1. ДМЭ и спектроскопия ХПЭЭ

Согласно результатам исследования методом ДМЭ, в рассмотренном диапазоне толщин пленки Mg ($h = 0-0.192$ нм) наблюдаются только рефлексы 7 × 7. В диапазоне 0–0.032 нм интенсивность основных и некоторых суперрефлексов достигает максимального значения (рис. 1). Это указывает на формирование в этом диапазоне больших областей двумерной (2D) периодической структуры, располагающейся поверх фазы 7 × 7 [18]. Исследования методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) подобных структур для других металлов на Si(111) выявили, что они представляют собой идентичные кластеры, располагающиеся в одной (обычно в энергетически более выгодной дефектно упакованной половине ячейки фазы 7 × 7) [12,13] или в обеих (дефектно и нормально упакованных) [19–21] половинах ячейки фазы 7 × 7 (она является ромбом, сторона которого равна его малой диагонали, разбивающей ячейку на две равные части [22]). Поэтому

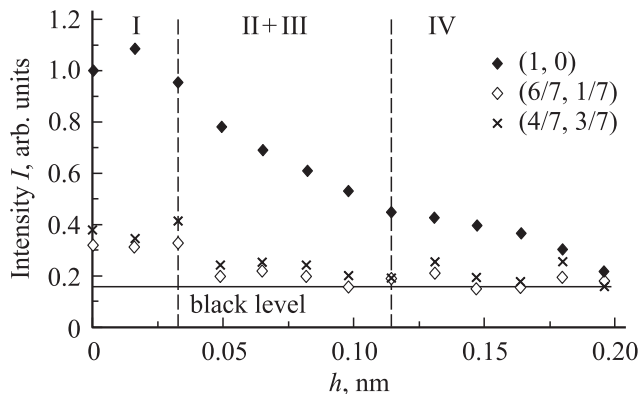


Рис. 1. Зависимость интенсивности I основного рефлекса (1,0) и двух наиболее ярких суперрефлексов на картине ДМЭ от толщины пленки Mg ($E_p = 54$ эВ). Black level — граница достоверности хода зависимости $I(h)$. При значениях I , близких к black level, можно судить только о положении рефлексов, т. е. о периодичности поверхности структуры.

структура, формирующаяся на I стадии роста пленки Mg (0–0.032 нм), является массивом идентичных кластеров. На следующей стадии (стадия II) происходит разрушение фазы 7 × 7 под этими кластерами. Поскольку по завершении этой стадии на картине ДМЭ наблюдаются рефлексы 7 × 7, часть поверхности в начале этой стадии была свободна от идентичных кластеров. Это возможно, только когда кластер занимает одну, предположительно энергетически более выгодную дефектно упакованную, половину ячейки фазы 7 × 7, что характерно для силицидообразующих систем [12,13]. Природа этих кластеров будет обсуждаться далее при анализе результатов исследования методом ДОС.

При толщинах пленки Mg больше 0.032 нм интенсивность основных рефлексов постоянно уменьшается (рис. 1). Интенсивность суперрефлексов I спадает до уровня, являющегося границей достоверности зависимости $I(h)$ (black level). (В качестве black level выбрали усредненную интенсивность рефлекса, при которой наблюдалось отклонение зависимости $I(h)$, полученной при разных энергиях пучка E_p , от наиболее достоверной при $E_p = 54$ эВ). Если интенсивность суперрефлексов близка к этому уровню, то можно судить только об их положении, т. е. периодичности поверхностной структуры. Однако заметный спад интенсивности рефлексов в начале рассматриваемой стадии свидетельствует о разрушении фазы 7 × 7. Этот процесс сопровождается появлением пика при 4.1 эВ на спектрах ХПЭЭ $N''(E)$ (рис. 2, a , N'' — вторая производная от интенсивности по энергии). Он присутствует на всех спектрах ХПЭЭ в диапазоне толщин 0.048–0.192 нм, и его интенсивность с увеличением h возрастает (рис. 2, b). Это подразумевает формирование новой фазы. Этот пик (4.1 эВ) отличается по энергии от расположенных в этой области пиков толстых пленок Mg_2Si (4.5 эВ) и Mg (3.5 эВ) (рис. 2, a). Поскольку пики в данной области соответствуют межзонным переходам в фазе, отмеченное выше различие связано с изменением зонной структуры в фазе [23].

Во всех спектрах ХПЭЭ присутствуют объемный (17.5 эВ) и поверхностный (10.8 эВ) плазмоны Si. Поверхностный плазмон формируется в Si вблизи границы Si–вакуум, и поэтому его интенсивность сильно зависит от площади границы [23]. Формирование кластеров на I стадии роста уменьшает площадь границы Si–вакуум, поэтому интенсивность поверхностного плазмона сильно уменьшается (рис. 2, b). Формирующиеся на следующих стадиях (II–IV) островки новой фазы не покрывают рабочую поверхность Si полностью, поскольку во всех спектрах ХПЭЭ, зарегистрированных на этих стадиях, присутствует поверхностный плазмон Si (рис. 2, a). Исходя из зависимости $J(h)$ для этого плазмона рост островков проходит в 2 этапа (рис. 2, b). На первом этапе (0.032–0.011 нм) интенсивность поверхностного плазмона практически не изменяется, что указывает на неизменность площади островков во время роста. Это означает, что островки новой фазы растут в высоту. Уменьшение интенсивности плазмона на следующем

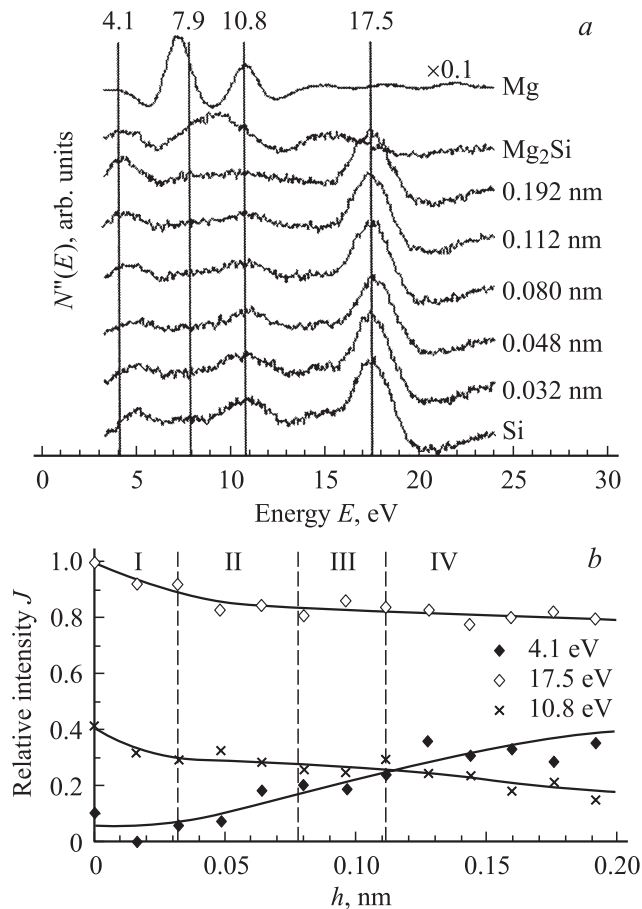


Рис. 2. *a* — спектры ХПЭЭ $N''(E)$ для некоторых значений толщины пленки Mg ($E_p = 150$ эВ); для сравнения приведены спектры ХПЭЭ для толстых пленок Mg_2Si и Mg; вертикальными линиями показаны положения поверхностного (10.8 эВ) и объемного (17.5 эВ) плазмонов в Si, интерфейсного плазмона (7.9 эВ) и межзонных переходов (4.1 эВ) в исследуемой пленке. *b* — зависимости относительной интенсивности J поверхностного (10.8 эВ) и объемного (17.5 эВ) плазмонов в Si и межзонных переходов в пленке (4.1 эВ) от толщины осажденной пленки Mg: точки — эксперимент, сплошные кривые — аппроксимация.

этапе (0.11–0.192 нм) подразумевает увеличение площади островков во время роста.

Дополнительную информацию о росте островков можно получить, проанализировав ход зависимости $J(h)$ для объемного плазмона Si (17.5 эВ). Основной вклад в интенсивность объемного плазмона вносят плазменные колебания, возникающие в приповерхностном слое Si, толщина которого равна глубине выхода электронов с энергией 132.5 эВ ($E_p - 17.5$ эВ) [23]. Поэтому уменьшение интенсивности плазмона происходит при увеличении как площади островков новой фазы, так и их высоты. Поскольку площадь островков новой фазы на II и III стадиях роста не изменяется, то, следовательно, уменьшение интенсивности объемного плазмона Si происходит из-за увеличения их высоты. Когда она превысит глубину выхода электронов с энергией 132.5 эВ в новой фазе, то

резкое уменьшение интенсивности плазмона (II стадия) сменится медленным спадом (III стадия), выходящим в насыщение на IV стадии. Однако на последней стадии за счет увеличения площади островков интенсивность объемного плазмона продолжает уменьшаться (рис. 2, *b*).

Помимо изменения интенсивности объемного и поверхностного плазмонов Si формирование островков новой фазы приводит к возникновению интерфейсного плазмона (7.9 эВ) благодаря появлению двух границ раздела (вакуум–новая фаза и новая фаза–Si) [23]. Его интенсивность сильно зависит от площади этих границ [23], поэтому он становится разрешим только на IV стадии роста, когда начинает увеличиваться площадь островков новой фазы (рис. 2, *a*). Положение интерфейсного плазмона тонкой пленки отличается от поверхностного плазмона толстой пленки того же материала [23], поэтому определить стехиометрический состав новой фазы с помощью ХПЭЭ в данном случае весьма затруднительно.

Таким образом, методы ДМЭ и ХПЭЭ позволили выделить 3 основных стадии роста. На I стадии происходит формирование идентичных кластеров неизвестной природы, занимающих предположительно дефектно упакованную половинку ячейки фазы 7×7 . На следующих стадиях (II и III) фаза 7×7 разрушается и начинают формироваться островки новой фазы, которые растут преимущественно в высоту. На последней стадии (IV) увеличение высоты островков сопровождается возрастанием их площади.

3.2. Дифференциальная отражательная спектроскопия

Для получения информации о природе идентичных кластеров и новой фазы, а также для получения дополнительной информации о росте пленки использовался метод дифференциальной отражательной спектроскопии.

Основной измеряемой величиной в этом методе является дифференциальный коэффициент отражения

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(h) - R_0}{R_0}, \quad (1)$$

где $R(h)$ и R_0 — отражение от пленки толщиной h и эталона (в нашем случае фаза 7×7) соответственно. Согласно теории,

$$\frac{\Delta R}{R} = Q \frac{8\pi h^*}{\lambda} \operatorname{Im} \left(\frac{\delta \Lambda_\theta}{\varepsilon_b - 1} \right), \quad (2)$$

где $Q = S(h)/S_{\max}$ — доля площади $S(h)$, покрытая фазой, рассчитанная относительно максимальной площади для данной стадии, S_{\max} ; h^* — толщина пленки Mg при S_{\max} ; λ — длина волны, $\varepsilon_b = \varepsilon'_b - i\varepsilon''_b$ — диэлектрическая функция подложки (Si) [15,16,24]. Величина $\delta \Lambda_\theta = \delta \Lambda'_\theta - i\delta \Lambda''_\theta$ называется приведенным изменением функции отклика и характеризует изменение оптических свойств пленки для выбранной стадии роста пленки. Она

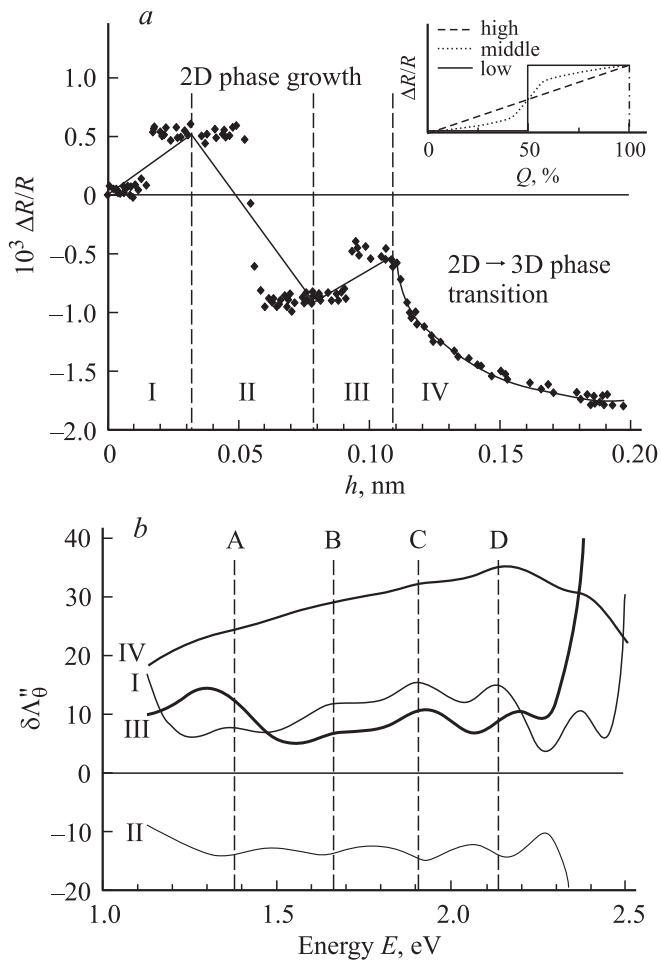


Рис. 3. *a* — зависимость дифференциального коэффициента отражения от толщины осажденной пленки Mg: точки — эксперимент, сплошная линия — восстановленный истинный вид зависимости ($E = 1.50$ эВ); на вставке — влияние разрешения измерительной системы на вид зависимости: штриховая линия — высокое разрешение, пунктирная — среднее, сплошная толстая — низкое. *b* — спектры мнимой части изменения функции отклика для всех участков; вертикальные линии показывают положение пиков в спектре для участка I.

может быть использована для описания как низкоразмерных, так и трехмерных (3D) объектов и поэтому является очень удобной для описания оптических свойств объектов, формирующихся в малоизученной системе, такой как Mg/Si(111).

Однако для низкоразмерных объектов величина $\Delta R/R$ при $Q = 100\%$ обычно мала. Поэтому форма $\Delta R/R = f(Q)$ зависит от разрешения измерительной системы (см. вставку на рис. 3, *a*). При высоком разрешении $\Delta R/R \propto Q$ (штриховая линия), т.е. соответствует формуле (2), а при низком $\Delta R/R = f(Q)$ является ступенчатой кривой (сплошная толстая линия). Эти особенности $\Delta R/R = f(Q)$ также справедливы для $\Delta R/R = f(h)$.

Зависимость $\Delta R/R = f(h)$ для энергии $E = 1.50$ эВ, полученная нами при осаждении Mg, представлена

на рис. 3, *a*. Ступенчатый ход в диапазоне 0–0.11 нм является следствием низкого разрешения. Поскольку край ступеньки соответствует $Q = 50\%$ (см. вставку на рис. 3, *a*), ширина „линейной“ области равна удвоенному расстоянию от ее начала до края ступени. Применяя этот подход, мы определили границы „линейных“ областей в диапазоне толщин пленки Mg $h = 0–0.11$ нм. Их положения практически совпали с определенными выше методами ДМЭ и ХПЭЭ. Поскольку последние исследования проводились в другой СВВ камере, такое совпадение означает согласованность результатов, т.е. полученные этими методами результаты можно использовать при обсуждении данных ДЭС.

Чтобы восстановить истинный вид зависимости (сплошная линия на рис. 3, *a*), значения $\Delta R/R(Q = 100\%)$ определяли усреднением $\Delta R/R$ в пределах соответствующей ступени. Зигзагообразный ход этой зависимости указывает на формирование низкоразмерных структур [14,15]. На последней стадии (0.11–0.192 нм), где зависимость не является ступенчатой, истинный вид получили интерполяцией. Эта стадия будет рассмотрена позже. Для определения мнимой части изменения функции отклика $\delta\Lambda''_\theta$ для каждого участка нужно воспользоваться формулой (2), положив $Q = 1$ и $\varepsilon''_b = 0$ в рабочем диапазоне энергий (1.13–2.5 эВ). Поскольку на I участке $\Delta R/R \propto h$, формулу (2) можно использовать напрямую. Для остальных участков мы воспользовались методом динамического эталона [15,16], который позволяет обрабатывать как линейные (II и III), так и нелинейные (IV) участки. Полученные спектры $\delta\Lambda''_\theta$ представлены на рис. 3, *b*.

Следует отметить, что только участвующие в процессе формирования пленки структуры вносят вклад в спектр $\delta\Lambda''_\theta$. Формирующиеся структуры дают положительный вклад, и пики в спектре соответствуют основным переходам в этой структуре. Вклад разрушающихся структур (они тоже участвуют в процессе формирования пленки) — отрицательный, причем основные переходы в них соответствуют впадинам. Таким образом, по положению пиков в спектре $\delta\Lambda''_\theta$ можно определить природу структур. Если значения в спектре $\delta\Lambda''_\theta$ преимущественно положительные (отрицательные), то основной характер процессов, протекающих на рассматриваемой стадии роста, — это формирование (разрушение) фазы. Если в спектре $\delta\Lambda''_\theta$ имеются как положительные, так и отрицательные значения, то затруднительно определить, какой из процессов (разрушение или формирование фазы) преобладает.

На I стадии роста (0–0.032 нм) $\delta\Lambda''_\theta$ положительно (см. рис. 3, *b*), а положение пиков близко к значениям, полученным из первых принципов для объемного Mg_2Si [7] (таблица). Следовательно на этой стадии происходит формирование близкой к Mg_2Si структуры. Смещение пиков примерно соответствует одноосному сжатию 1% [7], что указывает на хорошее согласование решеток кластера и фазы 7×7 . Так как на этой стадии, согласно ДМЭ, формируются идентичные кластеры, они представляют собой 2D кластеры Mg_2Si .

Положения пиков для I, III стадий, впадин для II стадии роста пленки Mg на Si(111) при комнатной температуре и энергии основных непрямых (i) и прямых (d) переходов, полученные из первых принципов для совершенного кристалла Mg₂Si

Пик или впадина	A	B	C	D
I стадия	1.366	1.650	1.890	2.119
II стадия	1.329	1.610	1.912	2.143
III стадия	1.295	1.669	1.916	2.178
Theory [7]	1.29(i)		1.90(d)	

Примечание. Все значения приведены в эВ.

На следующей стадии роста (0.032–0.078 нм) $\delta\Lambda''_{\theta}$ отрицательно, а положение впадин в спектре примерно соответствует положению пиков для 2D кластеров Mg₂Si. Это значит, что на II стадии происходит разрушение этих кластеров. Поскольку они появляются по причине высокой стабильности фазы 7×7 , разрушение их является следствием разрушения этой фазы (точнее, дефектно упакованных половинок ячеек этой фазы, сверху которых располагались кластеры). Это подтверждается результатами ДМЭ-исследования (рис. 1). Поскольку, согласно данным ХПЭЭ, на этой стадии начинает формироваться новая фаза (рис. 2, b), она вносит положительный вклад в спектр $\delta\Lambda''_{\theta}$; поэтому спектр располагается выше, чем можно было бы ожидать. Так как появление новой фазы и разрушение 2D кластеров Mg₂Si происходят на одной стадии, кластеры преобразуются в эту новую фазу.

Установить природу этой фазы можно на следующей стадии (0.078–0.11 нм), когда кластеры уже разрушены и не вносят вклад в спектр $\delta\Lambda''_{\theta}$. Оставшиеся нормально упакованные половинки ячеек фазы 7×7 тоже не дают вклада в спектр $\delta\Lambda''_{\theta}$, поскольку не участвуют в процессе, так как площадь островков новой фазы на этой стадии не изменяется. Действительно, на этой стадии $\delta\Lambda''_{\theta}$ положительно, т.е. происходит формирование фазы. Так как, согласно ХПЭЭ, формируется та же самая фаза, что и на предыдущей стадии, спектр $\delta\Lambda''_{\theta}$ на этой стадии описывает ее свойства. Положение пиков в спектре $\delta\Lambda''_{\theta}$ очень близко к характерному для Mg₂Si (см. таблицу), что указывает на совершенство структуры островков. Поскольку мы установили, что при толщине пленки меньше 0.11 нм формируются только низкоразмерные структуры, данная фаза представляет собой 2D островки Mg₂Si.

На последней стадии (0.11–0.192 нм) зависимость $\Delta R/R = f(h)$ — не линейная. Она хорошо аппроксимируется функцией $\Delta R/R = k(h - h_3) - b(h - h_3)^{2/3} + \Delta R/R(h_3)$, где $h_3 = 0.11$ нм — начало последней стадии, k и b — коэффициенты. Согласно методу динамического эталона [15,16], такая зависимость описывает фазовый переход 2D \rightarrow 3D, т.е. на IV стадии формируются 3D островки некоторой фазы. В спектре $\delta\Lambda''_{\theta}$ для этой фазы отчетливо виден только один пик при 2.16 эВ. Это значение близко к энергии 1-го прямого перехода в

Mg₂Si, полученной в работе [2]. Следовательно, на этой стадии осуществляется переход 2D \rightarrow 3D Mg₂Si. Отличие положения пика (2.16 эВ) от значения, полученного из первых принципов в работе [7] (1.90 эВ), вызвано деформацией островка во время роста. Поскольку разность между этими значениями 0.26 эВ, то, согласно той же работе [7], решетка Mg₂Si в островке подвержена сжатию 2% по сравнению с релаксированной (совершенной) структурой.

Всю полученную выше информацию о росте пленки Mg на Si(111) при комнатной температуре мы представили в виде следующей модели (рис. 4). Сначала (0–0.032 нм) сверху дефектно упакованных половинок ячеек фазы 7×7 атомарно чистой поверхности Si формируются идентичные 2D кластеры Mg₂Si. Затем (0.032–0.078) они преобразуются в 2D островки Mg₂Si. Необходимые для формирования островков Mg₂Si атомы Si извлекаются из дефектно упакованных половинок ячеек фазы 7×7 , и это приводит к ее разрушению. После ее разрушения (0.078–0.11 нм) рост 2D островков Mg₂Si продолжается, и при толщине пленки Mg больше 0.11 нм они начинают становиться 3D островками Mg₂Si (0.11–0.192 нм), которые подвержены 2%-му сжатию. Эта стадия завершается при образовании сплошной пленки Mg₂Si. Следует отметить, что построенная модель справедлива только для равновесных условий, так как скорость осаждения Mg была малой ($5.4 \cdot 10^{-3}$ нм/мин). Для неравновесных условий модель нужно корректировать.

Исходя из модели роста можно сделать следующие замечания практической направленности. Во-первых, поскольку максимальная плотность идентичных кластеров достигается на границе стадий роста [14] (в нашем случае на границе I и II стадий), толщина пленки Mg 0.032 нм соответствует максимальной плотности идентичных кластеров Mg₂Si. Из этих соображений структура, соответствующая такой толщине, является первым кандидатом для построения мультислойных структур Mg₂Si.

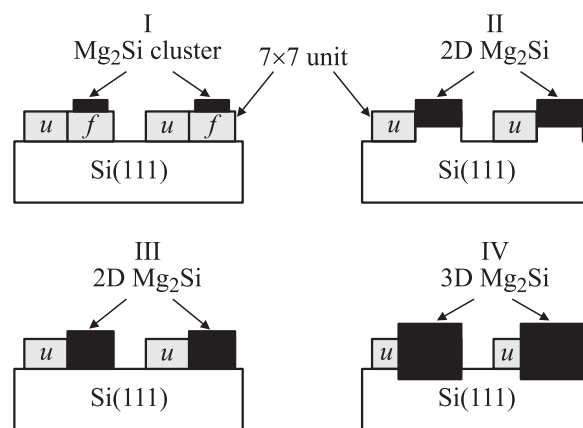


Рис. 4. Модель равновесного роста пленки при осаждении Mg на Si(111) при комнатной температуре. f , u — соответственно дефектно и нормально упакованные половинки ячейки поверхностной фазы Si(111)-(7×7).

Во-вторых, 2D островки Mg_2Si формируются в полновинке ячейки фазы 7×7 , и вплоть до толщины 0.11 нм их площадь не изменяется. Это значит, что их плотность, когда разрушены все кластеры Mg_2Si (0.078–0.11 нм), остается постоянной и равной максимальной плотности кластеров. Поэтому 2D островки Mg_2Si , формирующиеся в этом диапазоне — второй кандидат.

В-третьих, в диапазоне (0.032–0.078 нм) на поверхности присутствуют как кластеры, так и 2D островки Mg_2Si , причем плотность последних возрастает. Эти условия очень удобны для подбора необходимых термоэлектрических свойств пленки путем варьирования плотности островков.

4. Заключение

С использованием методов ДОС, ДМЭ и ХПЭЭ исследованы начальные стадии роста Mg на Si(111) при комнатной температуре. Установлено, что при толщине пленки Mg в диапазоне 0–0.032 нм происходит формирование идентичных кластеров полупроводникового силицида Mg_2Si . Эти кластеры в дальнейшем преобразуются в совершенные 2D, а затем и в 3D островки Mg_2Si . Стоит отметить, что о формировании 2D и 3D пленки Mg_2Si сообщалось ранее в работах [9–11]. Однако ясной картины формирования этих фаз и какой-либо модели роста в диапазоне 0–0.2 нм при комнатной температуре не было. Предложенная в данной работе модель роста проявила картину формирования пленки и позволила определить диапазон поиска оптимальных условий (0.032–0.11 нм) для формирования первого слоя мультислойных структур Mg_2Si .

Авторы благодарят ДВО РАН (гранты № 06-I-P1-001, 06-I-OFN-118, 06-III-V-02-048), РФФИ (грант № 07-02-00958а) и Министерство образования и науки правительства Индии (программа долгосрочной интеграции между Россией и Индией) за финансирование исследований.

Список литературы

- [1] N.G. Galkin, K.N. Galkin, S.V. Vavanova. e-J. Surf. Sci. Nanotechnol., **3**, 12 (2005).
- [2] W.J. Scouler. Phys. Rev., **178**, 1353 (1969).
- [3] P.M. Lee. Phys. Rev., **135**, A1110 (1964).
- [4] Y. Au-Yang, M.L. Cohen. Phys. Rev., **178**, 1358 (1969).
- [5] F. Aymerich, G. Mula. Phys. Status Solidi, **42**, 697 (1970).
- [6] D.M. Wood, A. Zunger. Phys. Rev. B, **34**, 4105 (1986).
- [7] А.В. Кривошеева, А.Н. Холод, В.Л. Шапошников, А.Е. Кривошеев, В.Е. Борисенко. ФТП, **36**, 528 (2002).
- [8] C. Wigren, J.N. Andersen, K. Nynolm, U.O. Karlsson. Surf. Sci., **289**, 290 (1993).
- [9] J. Quinn, F. Jona. Surf. Sci., **249**, L307 (1991).
- [10] K.S. An, R.J. Park, J.S. Kim, C.Y. Park, S.B. Lee, T. Abukawa, S. Kono, T. Konoshita, A. Kakizaki, T. Ishii. J. Appl. Phys., **78**, 1151 (1995).
- [11] K.S. An, R.J. Park, J.S. Kim, C.Y. Park, C.Y. Kim, J.W. Chung, T. Kinoshita, A. Kakizaki. J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom., **80**, 165 (1996).
- [12] M.A.K. Zilani, Y.Y. Sun, H. Xu, Lei Liu, Y.P. Feng, X.-S. Wang, A.T.S. Wee. Phys. Rev. B, **72**, 193 402 (2005).
- [13] O.A. Utas, T.V. Utas, V.G. Kotlyar, A.V. Zotov, A.A. Saranin, V.G. Lifshits. Surf. Sci., **596**, 53 (2005).
- [14] Н.Г. Галкин, С.А. Доценко, Л.В. Коваль. Письма ЖТФ, **33**, 44 (2007).
- [15] С.А. Доценко. Автореф. канд. дис. (Владивосток, Дальневост. гос. ун-т, 2006).
- [16] M. Kumar, V.K. Paliwal, A.G. Joshi, Govind, S.M. Shivaprasad. Surf. Sci., **596**, 206 (2005).
- [17] S.A. Dotsenko, N.G. Galkin, A.S. Gournalnik, L.V. Koval. e-J. Surf. Sci. Nanotechnol., **3**, 113 (2005).
- [18] S. Hasegawa, X. Tong, S. Takeda, N. Sato, T. Nagao. Progr. Surf. Sci., **60**, 89 (1999).
- [19] J.L. Li, J.F. Jia, X.J. Liang, X. Liu, J.Z. Wang, Q.K. Xue, Z.Q. Li, J.S. Tse, Z. Zhang, S.B. Zhang. Phys. Rev. Lett., **88**, 066 101 (2002).
- [20] Z.X. Xie, K. Iwase, T. Egawa, K. Tanaka. Phys. Rev. B, **66**, 121 304 (2002).
- [21] V.G. Kotlyar, A.V. Zotov, A.A. Saranin, T.V. Kasyanova, M.A. Cherevik, I.V. Pisarenko, V.G. Lifshits. Phys. Rev. B, **66**, 165 401 (2002).
- [22] K. Takayanagi, Y. Tanishiro, S. Takahashi, M. Takahashi. Surf. Sci., **164**, 367 (1985).
- [23] В.Г. Лифшиц, Ю.В. Луныков. Спектры ХПЭЭ поверхностных фаз на кремнии (Владивосток, Дальнаука, 2004).
- [24] A. Bagchi, R. G. Barrera, A.K. Rajagopal. Phys. Rev. B, **20**, 48 24 (1979).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical and electron spectroscopy study of initial stages of room temperature Mg film growth of Si(111)

K.N. Galkin, S.A. Dotsenko, N.G. Galkin, M. Kumar⁺, Govind⁺, S.M. Shivaprasad⁺

Institute of Automation and Control Processes,
Russian Academy of Sciences,
Far Eastern Department,
690041 Vladivostok, Russia

⁺ Surface Physics and nanostructures Group,
National Physical Laboratory,
Dr. K.S. Krishnan Road, New Delhi, India

Abstract The initial stages of room temperature Mg film growth on Si(111) have been studied by low energy electron diffraction, electron energy lost spectroscopy and differential reflectance spectroscopy. It was found that formation of perspective material for silicon-silicide thermocouple the semiconductor magnesium silicide (Mg_2Si) is has took place for all values of deposited Mg film thickness ($h = 0-0.2$ nm). When Mg film thickness was low, formation of identical Mg_2Si clusters occurred. The increasing of amount of Mg atoms resulted in 2D and then 3D Mg_2Si islands formation. The $\delta\Lambda''_0$ spectra (universal characteristic of optical properties for low dimensional and bulk structures) for investigated structures were obtained.