

03,13

Изучение кинетики сближения ступеней поверхности Si(100)

© М.Ю. Есин, А.С. Дерябин, А.В. Колесников, А.И. Никифоров

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, Россия

E-mail: yesinm@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 11 сентября 2022 г.

В окончательной редакции 26 октября 2022 г.

Принята к публикации 18 ноября 2022 г.

Проведены исследования кинетики сближения S_A - и S_B -ступеней на подложках Si(100) с отклонением 0.5 и 0.1° . Для установления характера кинетики роста применялся анализ временных зависимостей интенсивности дифракции быстрых электронов. Показано, что в потоке Si со скоростью роста 0.37 ML/s скорость сближения ступеней имеет убывающую зависимость с увеличением температуры. Определено, что скорость формирования однодоменной поверхности увеличивается с увлечением ширины террас на поверхности, что, возможно, связано с частичным участием роста за счет формирования двумерных островков. Выше температуры 650°C доминирующий режим роста за счет движения ступеней и скорость формирования однодоменной поверхности уменьшается с увеличением ширины террас. Таким образом, сближение однослойных ступеней определяется как условиями роста молекулярно-лучевой эпитаксии, так и ориентацией подложки Si(100). Сближение S_A - и S_B -ступеней поверхности Si(100) объясняется замедленным движением S_A -ступеней, что связано со сложными механизмами проницаемости и формирования изломов ступеней. Предполагается, что причиной замедленного сближения ступеней при повышении температуры является увеличение плотности изломов на S_A -ступени, что снижает коэффициент проницаемости S_A -ступени.

Ключевые слова: молекулярно-лучевая эпитаксия, дифракция быстрых электронов, поверхность, террасы, изломы.

DOI: 10.21883/FTT.2023.02.54287.476

1. Введение

В ранние годы была рассчитана [1] диаграмма вицинальной поверхности Si(001), показывающая области стабильности однослойных и двухслойных ступеней. Ступенчатая поверхность Si(001) с однослойными и двухслойными ступенями будет формироваться при определенных углах отклонения и температурах подложки Si(001). Для подложек Si(001) с углом отклонения менее 2.5° характерна двудоменная поверхность с моноатомными ступенями [2]. При определенных температурах подложки и скорости роста поверхность с моноатомными ступенями будет переходить в поверхность со сдвоенными ступенями. Ранее было показано [3–5], что в области относительно низких температур происходит формирование однодоменной поверхности, а в области высоких температур — двудоменной. Исследования кинетики сдвоявания монослойных ступеней в бислойные ступени проводились ранее авторами работ [6], где основное внимание было уделено разориентации пластин Si(100) при углах отклонения 0.5 – 4° в азимутальном направлении [110]. В [7] проведены исследования сдвоявания ступеней в диапазоне температур 450 – 550°C . В нашей работе проведены исследования сближения ступеней в диапазоне температур 450 – 700°C на подложках Si(100) с углами отклонения 0.5 и 0.1° .

Актуальность проведения настоящих исследований состоит в том, что качество эпитаксиальных слоев

материалов группы полупроводников III–V (A_3B_5) на кремнии зависит от ориентации доменов террасы ступенчатой поверхности подложек Si(100) и высоты ступеней [8–10]. Настоящая работа посвящена изучению формирования однодоменной структуры со сдвоенными ступенями на подложках Si(100) с малым отклонением до 0.5° , для дальнейшего роста гетероструктур типа $A_3B_5/\text{Si}(100)$.

На рис. 1 показано схематичное изображение ступенчатой поверхности и картины дифракции быстрых электронов (ДБЭ, reflection high-energy electron diffraction — RHEED). Поверхность Si(100) с отклонением менее 2.5° представляет собой террасы, разделенные моноатомными ступенями [2]. На каждой из террас поочередно меняется направление димерных рядов. При отклонении поверхности Si(100) от плоскости $\{100\}$ к плоскости $\{111\}$ строго вокруг оси $\langle 110 \rangle$ одна из ступеней будет расположена перпендикулярно к димерным рядам верхней террасы (S_B -ступень), а другая ступень — параллельно димерным рядам верхней террасы (S_A -ступень) [11,12]. По причине этих структурных особенностей S_A -ступень является гладкой, а S_B -ступень — шероховатой [13]. Диффузия в направлении к ступеням на T_A - и T_B -террасах отличается [12]. Это приводит к тому, что на T_A -террасе концентрация адатомов больше, чем на T_B -террасе. Можно предположить, что в процессе роста будут также отличаться концентрации адатомов на S_A - и S_B -ступенях. Это связано с тем,

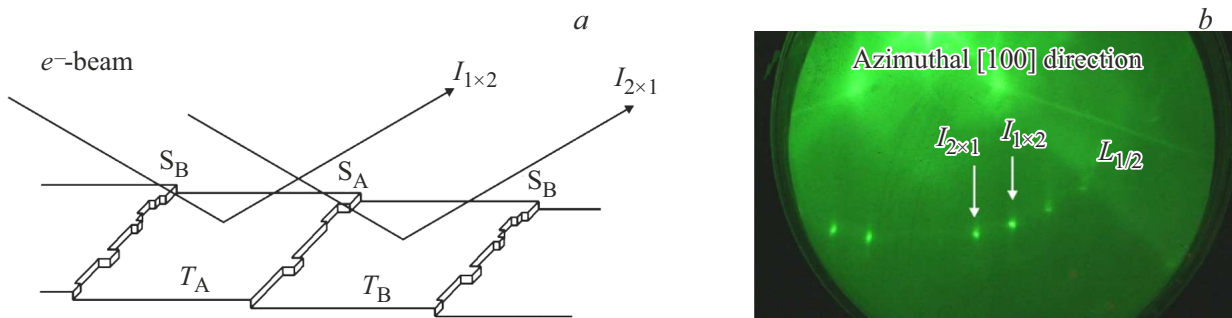


Рис. 1. *a* — схематичное изображение ступенчатой поверхности и электронного луча, *b* — картина ДБЭ от ступенчатой поверхности Si(100).

что на S_B -ступенях более высокая концентрация изломов, чем на S_A -ступенях [13]. По этой причине на S_A -ступенях накапливается большее количество адсорбированных атомов, чем на S_B -ступенях. Таким образом, система, состоящая из чередующихся моноатомных S_A - и S_B -ступеней на поверхности Si(100), является интересной для изучения кинетики элементарных процессов.

На рис. 2 показана зависимость ширины террас от угла отклонения поверхности. Эта зависимость построена на основе тригонометрических формул. При уменьшении угла отклонения ширина террас увеличивается так, как это показано на рис. 2. В настоящей работе использовались подложки Si(100) с отклонениями 0.5 и 0.1°. Ширины террас для подложек Si(100) с отклонениями 0.5 и 0.1° с моноатомными ступенями примерно равны 16 и 78 nm, с двухатомными ступенями — 32 и 156 nm соответственно.

В состоянии равновесия ступени равномерно разнесены за счет упругого и эффективного энтропийного взаимодействия [2,14–17]. Однако в процессе роста молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) Si на Si(100) происходит сближение S_A - и S_B -ступеней [18]. Сближение ступеней объясняется присутствием как традиционного, так и обратного барьеров Эрлиха–Швებеля для присоединения адатомов к краю S_A -ступени [19,20]. В [21] показано, что проницаемость S_A -ступени способствует более быстрому сближению S_A - и S_B -ступеней. В [22] теоретически исследованы механизмы проницаемости ступени с использованием простой модели атомных событий на краю ступени. В той же работе [22] установлено, что образование неравновесных изломов (одномерных островков на краю ступени) может приводить к немонотонной температурной зависимости проницаемости ступени. Ключевыми параметрами системы, в которой учитывается проницаемость ступени и кинетические коэффициенты встраивания адатомов в ступень, становятся: плотность изломов, энергетические барьеры ступени и диффузия адатомов на краю ступени [23–25]. Также, как показано в [26], существует взаимодействие между изломами. С помощью моделирования показано, что термическое огрубление отдельных ступеней на

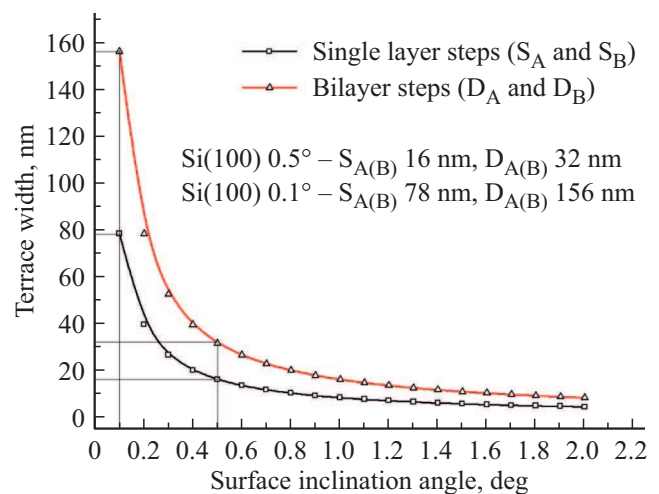


Рис. 2. Зависимость ширины террасы от угла отклонения поверхности.

поверхности Si(100) может быть лучше всего интерпретировано с учетом взаимодействия между изломами в эффективном гамильтониане [26]. Таким образом, формирование изломов в процессе роста влияет на проницаемость ступеней.

Эффект сближения ступеней не был исследован экспериментально при температурах выше 550°C. В связи с этим в настоящей работе уделяется внимание сближению ступеней в процессе роста МЛЭ Si на Si(100) в более широком диапазоне температур 450–700°C, чем для ранее известных из литературы полученных результатов.

Цель настоящей работы — определить влияние условий роста МЛЭ Si и ориентации подложки Si(100) на процесс сближения ступеней поверхности. Для реализации этой цели решались следующие задачи: провести анализ временных зависимостей интенсивностей рефлексов I_{2x1} и I_{1x2} ДБЭ; измерить количество осажденных монослоев Si, при котором происходит сближение ступеней поверхности, при разных температурах на подложках Si(100) с углами отклонения 0.5 и 0.1°.

2. Методика эксперимента

Рост проводился в установке МЛЭ „Катунь-С“, оснащенной электронно-лучевым испарителем для Si. Аналитическая часть камеры состоит из квадрупольного масс-спектрометра, кварцевого измерителя толщины и дифрактометра быстрых электронов с энергией 20 keV. Результаты получены в различных технологических циклах на подложках Si, имеющих одинаковые кристаллографические ориентации. Рост проводился в потоке атомов Si со скоростью роста 0.37 ML/s (после открытия заслонки). Использовались подложки Si(100) *n*-типа с сопротивлением 5–10 $\Omega \cdot \text{cm}$, которые имели отклонение от плоскости {100} к плоскости {111} строго вокруг оси $\langle 110 \rangle$ на угол 0.5 и 0.1°. Картины ДБЭ регистрировались в азимутальном направлении [100]. Анализировались интенсивности рефлексов, расположенные на зоне Лауэ дробного порядка. Изменение картины ДБЭ регистрировалось видеокамерой. Для достижения стационарных условий роста видеозапись картин дифракции осуществлялась через время, за которое изменения показаний термопары прекращалось, после изменения условий осаждения атомов кремния.

После процедуры подготовки поверхности Si(100) в сверхвысоковакуумной камере (удаление химического окисла путем отжига при 800°C в потоке атомов кремния $10^{13} \text{ atom/cm}^2/\text{s}$ и рост буферного слоя Si 50 nm), подложка отжигалась при температуре 900°C в течение 40 min (без потока атомов Si) [27]. В дальнейшем температура подложки равномерно уменьшалась. В диапазоне температур подложки 450–700°C и потоке атомов Si со скоростью роста 0.37 ML/s проводились измерения интенсивностей сверхструктурных рефлексов при открытой заслонке.

Согласно [28–30], при определенных дифракционных условиях реализуется конструктивная или деструктивная интерференция. Электроны, рассеянные атомами, расстояние между которыми r , могут интерферировать конструктивно или деструктивно в зависимости от смещения фазы волновой функции между точками [29,31], в результате чего в выражении для интенсивности луча в зависимости от углов падения и отражения электронного луча будет доминировать или дельта, или парная корреляционная функция [29]. Как показано в [32,33], зависимость интенсивности луча от основных параметров новой растущей фазы отличается при доминировании дельта или парной корреляционной функции. Параметрами, которые описывают интенсивность луча, могут быть количество рассеивателей N , размер двумерных объектов L и степень заполнения θ . По причине низкой разрешающей способности и сложности интерпретации ДБЭ, точное определение зависимости интенсивности луча от основных параметров может быть затруднительно. Поэтому анализ интенсивности ДБЭ, возможно, не воспроизводит в полной мере состояние поверхности. В нашей работе выбирались изначально дифракционные

условия, при которых интенсивность луча была максимальной, а форма округлая с наименьшим размером. Работа выполнена в стремлении воссоздать условия роста и дифракции, приближенные, как в [7]. Определение величин производилось при условии стационарности. Следуя [32], в нашей работе предполагается прямая зависимость интенсивности от количества рассеивателей и квадратичная — от размера двумерных островков.

3. Результаты

На рис. 3 показаны зависимости интенсивностей рефлексов ДБЭ $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$ от времени после открытия заслонки (в потоке атомов Si) для подложки Si(100) с отклонением 0.5°. Рост проводился в потоке атомов Si со скоростью роста 0.37 ML/s (после открытия заслонки) и температуре подложки 600°C. После открытия заслонки интенсивность $I_{2 \times 1}$ увеличивается, а $I_{1 \times 2}$ уменьшается. Зависимости $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$ от времени имеют вид кривых насыщения. При достижении стационарного уровня кривых $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$ происходит максимальное сближение ступеней. На рис. 3 обозначены исходные интенсивности до открытия заслонки (без потока атомов кремния) $I_{2 \times 1}^0$ и $I_{1 \times 2}^0$, время выхода интенсивности на стационарный уровень интенсивности t_s , стационарный уровень интенсивности $I_{2 \times 1}^s$ и $I_{1 \times 2}^s$ и фактические интенсивности сверхструктурных рефлексов $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$.

На рис. 4 показаны зависимости относительного изменения интенсивности $(I_{2 \times 1}^s - I_{2 \times 1}^0)/I_{2 \times 1}^0$ и $(I_{1 \times 2}^0 - I_{1 \times 2}^s)/I_{1 \times 2}^0$ от температуры подложки после выхода их на стационарный уровень. График построен на основе данных для подложек Si(100) с отклонением 0.5°. Стационарный уровень $(I_{1 \times 2}^0 - I_{1 \times 2}^s)/I_{1 \times 2}^0$ слабо зависит от температуры в диапазоне 350–600°C и выше 600°C начинает уменьшаться. Температурная за-

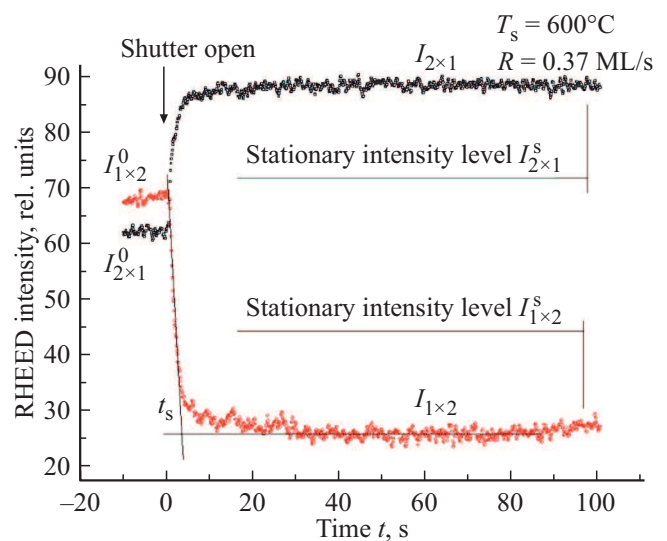


Рис. 3. Зависимости интенсивностей рефлексов ДБЭ $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$ от времени.

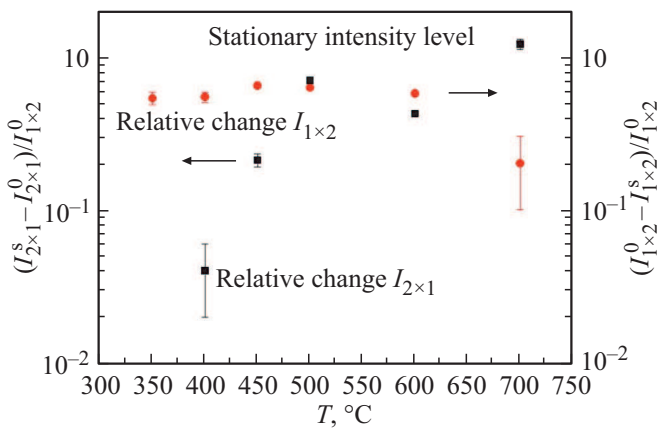


Рис. 4. Температурные зависимости относительного изменения интенсивностей $(I_{2 \times 1}^s - I_{2 \times 1}^0)/I_{2 \times 1}^0$ и $(I_{1 \times 2}^s - I_{1 \times 2}^0)/I_{1 \times 2}^0$ после их выхода на стационарный уровень.

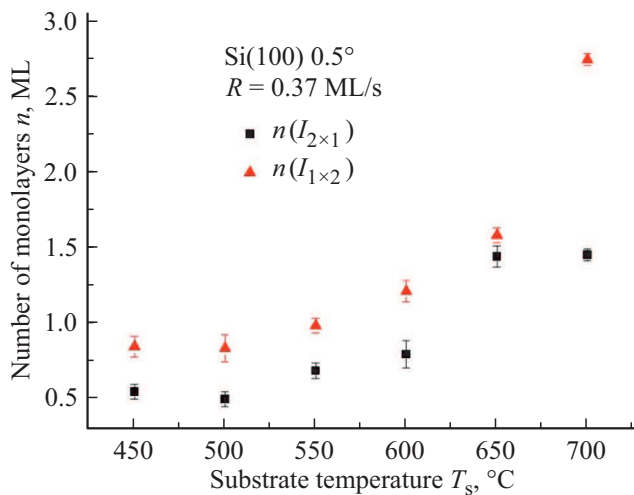


Рис. 5. Зависимость количества осажденных монослоев, при котором происходит сближение ступеней, от температуры подложки Si(100), для отклонения 0.5° .

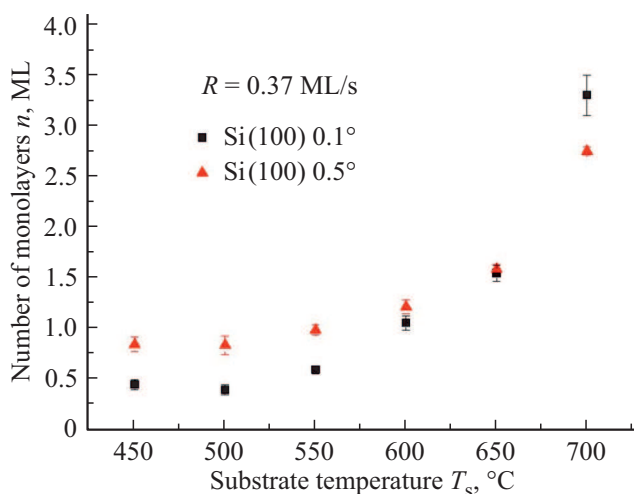


Рис. 6. Зависимость количества осажденных монослоев, при котором происходит сближение ступеней, от температуры подложки Si(100), для отклонений 0.5 и 0.1° .

висимость $(I_{2 \times 1}^s - I_{2 \times 1}^0)/I_{2 \times 1}^0$ в диапазоне температур $400-700^\circ\text{C}$ увеличивается.

По зависимостям интенсивности $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$ от времени измерялось количество осажденного материала. Измерения проводились путем построения касательных линий к кривым интенсивностей $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$ от времени — в начале, когда $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$ начинает резко изменяться, и в момент выхода на стационарный уровень [34–36]. По времени выхода на стационарный уровень временной зависимости интенсивности определялась толщина осажденного слоя.

На рис. 5 представлены зависимости количества осажденных монослоев, при котором происходит сближение ступеней, от температуры подложки Si(100) с отклонением 0.5° . Скорость роста Si была 0.37 ML/s . Измерения количества осажденных монослоев проводилось по изменению интенсивностей $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$ отдельно. На графике рис. 5 черными точками обозначено количество монослоев $n(I_{2 \times 1})$, измерения которых проводились по изменению интенсивности $I_{2 \times 1}$, а красными точками обозначено количество монослоев $n(I_{1 \times 2})$, измерения которых проводились по изменению интенсивности $I_{1 \times 2}$. Величины количества монослоев, измеренные по временной зависимости $I_{2 \times 1}$, получились меньше, чем измеренные по временной зависимости $I_{1 \times 2}$. Общая тенденция для всех кривых — это увеличение количества осажденных монослоев, при котором происходит максимальное сближение ступеней, с повышением температуры подложки. Кривая $n(I_{1 \times 2})$ имеет экспоненциальную зависимость от температуры подложки, кривая $n(I_{2 \times 1})$ имеет растущую зависимость менее выраженную.

На рис. 6 представлены зависимости количества осажденных монослоев, при котором происходит сближение ступеней, от температуры подложки Si(100) с отклонением 0.5 и 0.1° . Скорость роста Si была 0.37 ML/s . Черными точками обозначено количество монослоев, измеренные при росте на подложках Si(100) с отклонением 0.1° , красными — на подложках Si(100) с отклонением 0.5° . В обоих случаях для подложек Si(100) с отклонением 0.5 и 0.1° измерения количества монослоев проводились по изменению интенсивности $I_{1 \times 2}$. Температурная зависимость количества монослоев, измеренная на подложках Si(100) с отклонением 0.1° , аналогичным образом, как и для подложки Si(100) с отклонением 0.5° , имеет экспоненциальный характер. При температурах ниже 650°C величины количества монослоев для подложек Si(100) 0.1° меньше, чем для подложек Si(100) 0.5° . Выше 650°C , наоборот, величины количества монослоев для подложек Si(100) 0.1° выше, чем для подложек Si(100) 0.5° .

4. Обсуждение результатов

Временные зависимости интенсивностей $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$ могут принимать как симметричный, так и асимметричный вид в зависимости от температуры подложки.

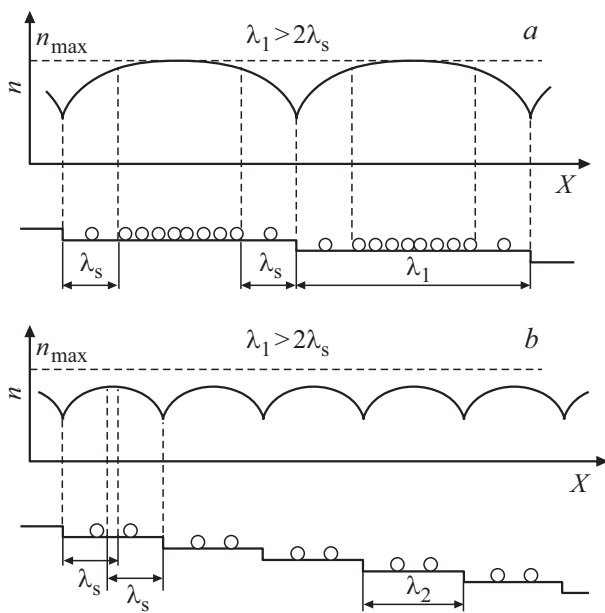


Рис. 7. Адсорбированные атомы на растущих ступенчатых поверхностях и кривые их распределения по поверхности. Диффузионные области около ступеней *a*) не перекрываются ($\lambda > 2\lambda_s$), *b*) перекрываются ($\lambda < 2\lambda_s$).

При температурах 500–600°C временные зависимости принимают приблизительно симметричный вид, при других температурах они несимметричны. Как показано на рис. 4, относительное изменение $(I_{1 \times 2}^0 - I_{1 \times 2}^s)/I_{1 \times 2}^0$ на стационарном уровне слабо зависит от температуры в диапазоне 350–600°C и выше 600°C уменьшается. Более сильную зависимость от температуры имеет относительное изменение $(I_{2 \times 1}^s - I_{2 \times 1}^0)/I_{2 \times 1}^0$ на стационарном уровне или в окрестности первого максимума. Такое поведение интенсивностей, вероятно, связано с диффузионным фоном.

Временная зависимость относительного изменения $(I_{1 \times 2}^0 - I_{1 \times 2}^s)/I_{1 \times 2}^0$ при разных температурах имеет приблизительно равный стационарный уровень интенсивности. Это может быть связано с тем, что по мере роста ширина T_A -террасы сокращается и в результате занимает минимальную площадь на поверхности, тогда как ширина T_B -террасы увеличивается. Возможно, это приводит к увеличению точечных дефектов, таких как адатомы и вакансии на поверхности T_B -террасы, а также к повышению диффузионного фона [37,38]. За счет формирования точечных дефектов и повышения диффузионного фона с понижением температуры, относительное изменение $(I_{2 \times 1}^s - I_{2 \times 1}^0)/I_{2 \times 1}^0$ на стационарном уровне уменьшается. Диффузионное рассеяние, в общем, увеличивается, если плотность краев ступеней увеличивается, тогда как интенсивность луча зеркального отражения понижается [38].

Причины отличающегося поведения интенсивностей $I_{2 \times 1}$ и $I_{1 \times 2}$, показанных на рис. 4 и 5, пока не ясны. Такое отличие, возможно, связано с особенностями ДБЭ

или кинетикой роста. Однако в [7] измерения проводились только по временной зависимости уменьшающейся интенсивности рефлекса $I_{1 \times 2}$. В настоящей работе, по аналогии с [7], мы ограничимся анализом временных зависимостей интенсивности $I_{1 \times 2}$.

Растущие ступени поверхности питаются не только (и не столько) за счет частиц, попадающих на них прямо из пара, а собирают вещество с прилегающих к ним областей поверхности. Атомы и молекулы образуют на гладкой и свободной от ступеней поверхности адсорбционный газ или жидкость, находящиеся в равновесии с паром. Доставка вещества к ступеням поверхности идет путем поверхностной диффузии. Влияние ширины террас на рост кристалла проиллюстрировано на рис. 7. На этом рисунке показаны адсорбированные атомы на растущих ступенчатых поверхностях и кривые их распределения по поверхности. *a* — диффузионные области около ступеней не перекрываются ($\lambda > 2\lambda_s$), *b* — перекрываются ($\lambda < 2\lambda_s$). При $\lambda < 2\lambda_s$ соседние ступени оттягивают друг у друга поступающий из газа материал, и скорость каждой из них меньше, чем в отсутствие перекрывания. Ступень может рассматриваться как сплошной линейный источник или сток для адсорбированных частиц. Этот сток в случае роста кристалла поглощает частицы, адсорбированные на поверхности в полосах шириной λ_s по обе стороны от ступени, с подавляющей вероятностью реиспариться [39].

Как показано по температурным зависимостям количества осажденных монослоев после сближения ступеней при температурах ниже 650°C, на подложках Si(100) с более широкими террасами происходит более быстрое сближение ступеней (рис. 6). Это можно объяснить влиянием зарождения двумерных островков на T_A -террасе и уменьшением скорости движения ступеней вследствие пересечения областей диффузии. При температурах выше 650°C на этих же подложках сближение ступеней происходит медленнее. Это может быть связано с тем, что упругое и эффективное энтропийное отталкивание между ступенями действует сильнее.

Скорость ступени пропорциональна количеству встроенных адатомов [25,40]. Так как на S_B -ступени высокая концентрация изломов и подавляющее количество адатомов встраивается в эту ступень. Вероятно, S_B -ступень двигается с максимальной скоростью. Предполагается, что движение этой ступени происходит в режиме роста ограниченной диффузии [21,41,42]. Сближение ступеней происходит вследствие замедленного движения S_A -ступени. В S_A -ступень встраивается меньшее количество адатомов, чем в S_B -ступень. Возможно, это происходит по причине низкой длины диффузии вдоль ступени относительно расстояния между изломами, что создает условия для реализации проницаемости S_A -ступени. В таком случае адатомы не встраиваются в изломы и перескакивают через ступень, а ступень двигается медленно. Растущую температурную зависимость количества монослоев можно объяснить увеличивающейся длиной диффузии адатомов вдоль S_A -ступени.

Альтернативное объяснение растущей зависимости количества осажденных монослоев с температурой состоит в формировании изломов на S_A -ступень. Так как S_A -ступень содержит существенно меньшее количество изломов относительно S_B -ступени, рост S_A -ступени требует предварительного формирования изломов. Поскольку термически активированное образование изломов с достаточно большой плотностью тормозится, очевидно, должен быть задействован другой механизм [13,41,43–45]. По аналогии с формированием 2D-островков на гладкой бездефектной поверхности, возможно формирование 1D-островков на краю ступени. Такие 1D-островки будут представлять собой конечные атомные ряды и образовывать два излома. Концентрация адатомов на краю ступени будет зависеть от размера гладкого участка S_A -ступени. Вероятность образования одномерных островков возрастет при очень длинном участке S_A -ступени и большом потоке адатомов к ступени. При меньшем участке гладкой S_A -ступени, минуя образование 1D-островков, адатомы будут встраиваться в изломы. Скорость ступени фактически будет связана с формированием и движением изломов вдоль ступени. Чтобы ступень двигалась, будет происходить целый ряд элементарных атомных процессов, например, присоединение адатомов к ступени, движение вдоль ступени и встраивание в излом, в то время как S_B -ступень будет двигаться за счет прямого встраивания адатомов в изломы на ступени.

5. Заключение

Проведены исследования количества монослоев при сближении ступеней на подложках Si(100). Показано, что в потоке Si со скоростью роста 0.37 ML/s скорость сближения ступеней поверхности Si(100) с отклонением 0.5 и 0.1° имеет убывающую зависимость с увеличением температуры подложки. Определено, что скорость формирования однодоменной поверхности увеличивается с увлечением ширины террас на поверхности, что, возможно, связано с частичным участием роста за счет формирования двумерных островков. Зарождение двумерных островков на T_A -террасе, возможно, способствует более быстрому формированию однодоменной поверхности. Представленные результаты показывают немонотонную зависимость кинетики сближения ступеней при температурах 450–700°C на подложках Si(100) с углами отклонения 0.5 и 0.1°. Выше температуры 650°C доминирующий режим роста за счет движения ступеней и скорость формирования однодоменной поверхности уменьшается с увеличением ширины террас. Это можно объяснить тем, что при более высоких углах отклонения подложки, упругое взаимодействие между ступенями более сильное и переход происходит при более высоких потоках. Таким образом, скорость сближения однослойных ступеней во время роста определяется как условиями роста молекулярно-лучевой эпитаксии,

так и ориентацией подложки Si(100). Сближение S_A - и S_B -ступеней поверхности Si(100) объясняется замедленным движением S_A -ступеней, что связано со сложными механизмами проницаемости и формирования изломов ступеней.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Ю.Ю. Эрвье за обмен знаниями, бесценные советы и интересные идеи.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024)).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] O.L. Alerhand, A. Nihat Berker, J.D. Joannopoulos, D. Vanderbilt, R.J. Hamers, J.E. Demuth. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 20, 2406 (1990).
- [2] B.S. Swartzentruber, N. Kitamura, M.G. Lagally, M.B. Webb. *Phys. Rev. B* **47**, 20, 13432 (1993).
- [3] N. Aizaki, T. Tatsumi. *Surf. Sci.* **174**, 1–3, 658 (1986).
- [4] P.E. Wierenga, J.A. Kubby, J.E. Griffith. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 19, 2169 (1987).
- [5] A.J. Hoeven, J.M. Lenssinck, D. Dijkkamp, E.J. van Loenen, J. Dieleman. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 17, 1830 (1989).
- [6] K. Sakamoto, T. Sakamoto, K. Miki, S. Nagao. *J. Electrochem. Soc.* **136**, 9, 2705 (1989).
- [7] K. Sakamoto, K. Miki, T. Sakamoto. *Thin Solid Films* **183**, 1–2, 229 (1989).
- [8] M. Calamiotou, N. Chrysanthakopoulos, Ch. Lioutas, K. Tsagaraki, A. Georgakilas. *J. Crystal Growth* **227–228**, 98 (2001).
- [9] Е.А. Емельянов, Д.Ф. Феклин, М.А. Пуятто, Б.Р. Семягин, А.К. Гутаковский, В.А. Селезнев, А.П. Василенко, Д.С. Абрамкин, О.П. Пчеляков, В.В. Преображенский, N. Zhicuan, N. Haiqiao. *Автометрия* **50**, 3, 13 (2014). / E.A. Emelyanov, D.F. Feklin, M.A. Putyato, B.R. Semyagin, A.K. Gutakovskii, V.A. Seleznev, A.P. Vasilenko, D.S. Abramkin, O.P. Pchelyakov, V.V. Preobrazhenskii, N. Zhicuan, N. Haiqiao. *Avtometriya* **50**, 3, 224 (2014).
- [10] И.Д. Лошкарев, М.О. Петрушков, Д.С. Абрамкин, Е.А. Емельянов, М.А. Пуятто, А.В. Васев, М.Ю. Есин, О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, В.В. Преображенский. *ФТП* **54**, 12, 1289 (2020). / M.O. Petrushkov, D.S. Abramkin, E.A. Emelyanov, M.A. Putyato, A.V. Vasev, D.I. Loshkarev, M.Yu. Yesin, O.S. Komkov, D.D. Firsov, V.V. Preobrazhenskii. *Semiconductors* **54**, 12, 1548 (2020).
- [11] D.J. Chadi. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 15, 1691 (1987).
- [12] Y.-W. Mo, M.G. Lagally. *Surf. Sci.* **248**, 3, 313 (1991).
- [13] B.S. Swartzentruber, Y.-W. Mo, R. Kariotis, M.G. Lagally, M.B. Webb. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 15, 1913 (1990).
- [14] J. Tersoff, E. Pehlke. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 6, 816 (1992).

- [15] E. Pehlke, J. Tersoff. Phys. Rev. Lett. **67**, 10, 1290 (1991).
- [16] E. Pehlke, J. Tersoff. Phys. Rev. Lett. **67**, 4, 465 (1991).
- [17] T.W. Poon, S. Yip, P.S. Ho, F.F. Abraham. Phys. Rev. Lett. **65**, 17, 2161 (1990).
- [18] W. Hong, Zh. Zhang, Zh. Suo. Phys. Rev. B **74**, 23, 235318 (2006).
- [19] G. Ehrlich, F.G. Hudda. J. Chem. Phys. **44**, 3, 1039 (1966).
- [20] R.L. Schwoebel, E.J. Shipsey. J. Appl. Phys. **37**, 10, 3682 (1966).
- [21] Ю.Ю. Эрвье. Изв. вузов. Физика **63**, 6, 3 (2020).
Yu.Yu. Hervieu. Russ. Phys. J. **63**, 6, 901 (2020).
- [22] S.N. Filimonov, Yu.Yu. Hervieu. Surf. Sci. **553**, 1–3, 133 (2004).
- [23] R. Zhao, J.W. Evans, T.J. Oliveira. Phys. Rev. B **93**, 16, 165411 (2016).
- [24] R. Zhao, D.M. Ackerman, J.W. Evans. Phys. Rev. B **91**, 23, 235441 (2015).
- [25] W.K. Burton, N. Cabrera, F.C. Frank. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **243**, 866, 299 (1951).
- [26] Zh. Zhang, Y.-T. Lu, H. Metiu. Surf. Sci. Lett. **259**, 1–2, L719 (1991).
- [27] M.Yu. Yesin, A.I. Nikiforov, A.S. Deryabin, V.A. Timofeev. IEEE Xplore XXI Int. Conf. of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM), 36 (2020). DOI: 10.1109/EDM49804.2020.9153524
- [28] C.S. Lent, P.I. Cohen. Surf. Sci. **139**, 1, 121 (1984).
- [29] P.R. Pukite, C.S. Lent, P.I. Cohen. Surf. Sci. **161**, 1, 39 (1985).
- [30] P.I. Cohen, G.S. Petrich, P.R. Pukite, G.J. Whaley, A.S. Arrott. Surf. Sci. **216**, 1–2, 222 (1989).
- [31] P.R. Pukite. Thesis 188 in partial fulfillment of the PhD requirements. Faculty of the Graduate School, University of Minnesota (1988).
- [32] M.C. Tringides, M.G. Lagally. Surf. Sci. **195**, 3, L159 (1988).
- [33] A.V. Vasev, M.A. Putyato, V.V. Preobrazhenskii. Surf. Sci. **677**, 306 (2018).
- [34] L. Simon, P. Louis, C. Pirri, D. Aubel, J.L. Bischoff, L. Kubler, D. Bolmont. J. Cryst. Growth **256**, 1–2, 1 (2003).
- [35] V. Le Thanh, V. Yam, N. Meneceur, P. Boucaud, D. Débarre, D. Bouchier. Mater. Phys. Mech. **4**, 2, 94 (2001).
- [36] A.I. Nikiforov, V.A. Timofeev, S.A. Teys, A.K. Gutakovskiy, O.P. Pchelyakov. Thin Solid Films **520**, 8, 3319 (2012).
- [37] J.H. Neave, P.J. Dobson, B.A. Joyce, J. Zhang. Appl. Phys. Lett. **47**, 2, 100 (1985).
- [38] P.J. Dobson, B.A. Joyce, J.H. Neave, J. Zhang. J. Cryst. Growth. **81**, 1–4, 1 (1987).
- [39] А.А. Чернов, Е.И. Гиваргизов, Х.С. Багдасаров, В.А. Кузнецов, Л.Н. Демьянец, А.Н. Лобачев. Современная кристаллография. Наука, М. (1980). Т. 3. 401 с.
- [40] S. Stoyanov. Europhys. Lett. **11**, 4, 361 (1990).
- [41] I.V. Markov. Crystal Growth for Beginners: Fundamentals of Nucleation, Crystal Growth and Epitaxy. 2nd ed. World Scientific, Singapore (2003).
- [42] Yu.Yu. Hervieu, I. Markov. Surf. Sci. **628**, 76 (2014).
- [43] N. Kitamura, B.S. Swartzentruber, M.G. Lagally, M.B. Webb. Phys. Rev. B **48**, 8, 5704(R) (1993).
- [44] B.S. Swartzentruber, M. Schacht. Surf. Sci. **322**, 1–3, 83 (1995).
- [45] М.Ю. Есин, С.А. Тийс, А.И. Никифоров. Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. **2**, 58 (2022).
[M.Yu. Yesin, S.A. Teys, A.I. Nikiforov. J. Surf. Invest.: X-Ray Synchrotron Neutron Tech. 16, 1, 140 (2022)].

Редактор Е.В. Толстякова