

## МЕХАНИЗМ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ Si(111) ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИОНАМИ В ПРОЦЕССЕ ЭПИТАКСИИ ИЗ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА

*А. В. Двуреченский\*, В. А. Зиновьев, В. А. Марков*

*Институт физики полупроводников  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 30 декабря 1997 г.

Методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ) с фиксированием осцилляций интенсивности зеркального рефлекса исследованы морфологические изменения поверхности Si(111) при двумерно-слоевом механизме роста кремния из молекулярного пучка в условиях импульсного (0.25 — 1 с) воздействия низкоэнергетическими (80 — 150 эВ) ионами Кг в области малых интегральных потоков облучения ( $10^{11}$ – $10^{12}$  см<sup>-2</sup>), для которых плотность генерируемых облучением дефектов мала по сравнению с поверхностной плотностью атомов. Обнаружено, что после импульсного ионного воздействия наблюдается увеличение интенсивности зеркального рефлекса, если воздействие проводилось при степени заполнения монослоя  $\theta$  в области  $0.5 < \theta < 1$ . Для начальных стадий заполнения монослоя усиления интенсивности не происходило. Максимум приращения амплитуды осцилляций достигался при  $\theta \approx 0.8$ . Величина приращения амплитуды ДБЭ-осцилляции увеличивается с ростом температуры до 400°С, а затем уменьшается, и при температуре более 500°С эффект усиления интенсивности рефлекса практически не наблюдается. Эксперименты по многократному ионному воздействию на каждый растущий слой показали, что величина приращения амплитуды осцилляций уменьшалась с увеличением числа осажденных слоев (номера ДБЭ-осцилляции). Предложен механизм наблюдаемых явлений на основе представления о реконструкции поверхности импульсным ионным облучением с формированием сверхструктуры (7 × 7), что соответствует уменьшению энергии активации поверхностной диффузии адатомов. В рамках предложенного механизма результаты моделирования методом Монте-Карло согласуются с основными экспериментальными данными.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Облучение ионами низких энергий ( $\sim 100$  эВ) в процессе эпитаксии из молекулярных пучков приводит к сильному изменению морфологии поверхности и микроструктуры растущей пленки [1–3]. Механизмы таких изменений до настоящего времени не установлены. Существенное продвижение в понимании происходящих процессов стало возможным, когда непрерывный пучок ускоренных частиц был заменен импульсным воздействием в процессе роста слоев. Так, применение импульсного пучка ионов Ag<sup>+</sup> с энергией 600 эВ при непрерывном осаждении Ag на поверхности Ag(111) приводило к изменению механизма роста: рост трехмерных островков при эпитаксии Ag из молекулярного пучка изменялся на двумерно-слоевой рост, если импульсное воздействие ионами осуществлялось с периодом, соответствующим осаждению одного монослоя [1].

\* E-mail: dvurech@isp.nsc.ru

При исследовании гомоэпитаксии кремния из молекулярного пучка было обнаружено, что импульсное воздействие ионами  $Kg^+$  с энергией 145 эВ приводит к снижению шероховатости поверхности, на которой происходит рост преимущественно по двумерно-слоевому механизму формирования слоев [4]. В настоящей работе приводятся результаты исследований обнаруженного эффекта импульсного воздействия ионами низких энергий при гомоэпитаксии кремния из молекулярного пучка.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнялись в сверхвысоковакуумной камере с давлением остаточных газов  $< 10^{-8}$  Па. Кремниевые пластины имели ориентацию (111) в пределах  $0.1^\circ$  согласно данным рентгеновской дифракции. Образцы подвергались химической очистке и затем прогревались в высоковакуумной камере при температуре  $900^\circ C$ . Далее на пластинах выращивался буферный слой кремния толщиной  $\sim 200$  нм при температуре  $610^\circ C$ . Последующий прогрев при  $770^\circ C$  проводился до появления четких сверхструктурных рефлексов ( $7 \times 7$ ), что свидетельствовало о формировании атомарно-чистой поверхности Si(111). Источником молекулярного потока кремния служил блок электронно-лучевого испарения Si. Плотность потока управлялась с помощью изменения области расплава кремния и составляла  $10^{14}$ – $10^{15}$  атомов/( $cm^2 \cdot c$ ). В сверхвысоковакуумную камеру был встроен натекагель газа СНА-2, управляемый прикладываемым внешним электрическим полем. Внутри камеры располагалась система ионизации напускаемого газа и ускорения ионизованных частиц путем подачи ускоряющего напряжения до 200 В. Блок импульсной подачи газа позволял варьировать длительность импульса ионного тока от 0.25 с (нижний предел, определяющийся инерционностью системы открывания щели натекания) до 1 с (верхний предел, определяющий условия сохранения высокого вакуума в системе после импульсного воздействия). Угол падения ионного пучка составлял  $54.5^\circ$ . Эксперименты были выполнены при температурах 200– $600^\circ C$ . К блоку подачи газа подключался баллон со спектрально-чистым Kг. Контроль чистоты газа осуществлялся с помощью масс-анализатора, встроенного в камеру роста. Плотность ионного тока варьировалась в области 0.1–0.6 мкА/ $cm^2$ . Для выбранных условий импульсного воздействия интегральный поток изменялся в области  $10^{11}$ – $10^{12}$   $cm^{-2}$ .

Для регистрации *in situ* состояния поверхности был использован метод дифракции быстрых электронов с наблюдением осцилляций интенсивности зеркального рефлекса при двумерно-слоевом механизме роста кремния [5]. Период осцилляций интенсивности в таких условиях равен времени осаждения одного монослоя. Для случая поверхности Si(111) заверченный монослой является биатомным по толщине (1 монослой =  $1.57 \times 10^{15}$  атомов/ $cm^2$ ) [6]. Импульсное воздействие ионами Kг производилось в разные фазы осцилляций интенсивности зондирующего электронного пучка. Интенсивность измерялась в брэгговских дифракционных условиях, которые очень чувствительны к изменению морфологии поверхности за счет рассеяния электронов на границах ступеней, островков и на других поверхностных дефектах. В этих условиях наблюдается однозначное соответствие между минимумом шероховатости поверхности и максимумом интенсивности отраженного электронного пучка [7].

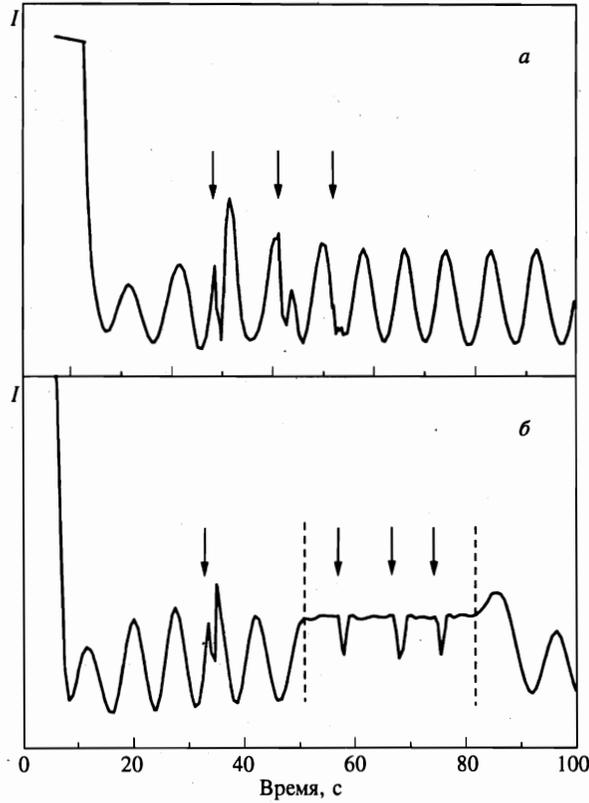
### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Импульсное воздействие ионами Кг на исходную атомарно-гладкую поверхность при температурах 200–600°С приводило к уменьшению интенсивности зеркального рефлекса в течение времени, соответствующего длительности импульса, с последующим восстановлением интенсивности до уровня близкого к исходному значению. Разница между исходным значением интенсивности рефлекса и конечным, после ионного воздействия, возрастала при увеличении энергии ионов в пучке и уменьшалась при повышении температуры подложки. Это согласуется с представлением о введении дефектов на поверхности кремния ионным пучком и их последующем отжиге, причем эффективность отжига, естественно, возрастает с ростом температуры. Эксперименты по импульсному воздействию на поверхность кремния при выключенной системе ионизации газа показали, что интенсивность зеркального рефлекса сохраняется на уровне исходной после импульсного воздействия потоком газа как для одиночного импульса, так и при многократном воздействии.

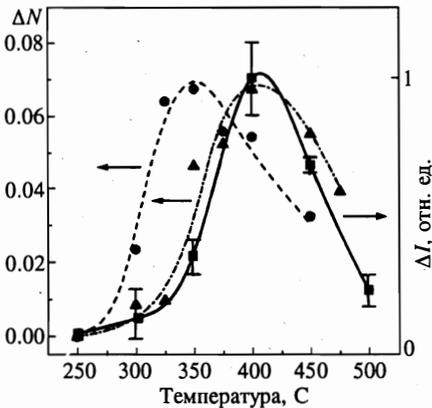
В процессе эпитаксии кремния из молекулярного пучка наблюдались осцилляции интенсивности зеркального рефлекса дифракции быстрых электронов в области температур 200–550°С в соответствии с известными литературными данными [8]. При этом после осаждения одного монослоя исходная сверхструктура (7 × 7) переходила в смесь сверхструктур (5 × 5) и (7 × 7). Изменения интенсивности зеркального рефлекса при импульсном ионном воздействии в различные фазы ДБЭ-осцилляций показаны на рис. 1а для температуры 400°С и скорости осаждения около 0.1 монослоя в секунду. Стрелками отмечены моменты включения импульса ионного тока длительностью 0.5 с, плотностью тока 0.12 мкА/см<sup>2</sup> и с энергией ионов 145 эВ. В момент ионного воздействия происходило резкое убывание интенсивности регистрируемого сигнала. После прекращения ионного облучения изменение интенсивности сигнала ДБЭ сильно зависело от степени заполнения растущего слоя. При степени заполнения  $\theta$  в области  $0.5 < \theta < 1$  интенсивность ДБЭ-сигнала возрастала и превышала уровень, характерный для обычных условий роста. На начальных стадиях заполнения слоя ( $\theta < 0.5$ ) усиления интенсивности не наблюдалось. Наибольшее возрастание интенсивности зеркального рефлекса за счет импульса ионов происходило при воздействии перед максимумом ДБЭ-осцилляций, когда степень заполнения поверхностного монослоя  $\theta$  была близка к 0.8.

Эксперименты по импульсному воздействию ионным пучком на поверхность Si(111) осуществлялись также сразу после прерывания молекулярного потока на различных стадиях по степени заполнения поверхностного монослоя. Было установлено, что в этих условиях увеличение интенсивности зеркального рефлекса не происходит для любой степени заполнения монослоя. В момент воздействия ионами интенсивность уменьшалась, а затем возвращалась к исходной величине за время, сравнимое с длительностью импульса (рис. 1б). Это означает, что брэгговские дифракционные условия после ионного воздействия сохраняются неизменными и обнаруженный эффект не является результатом изменения условий наблюдения.

Сравнение дифракционной картины в условиях обычного роста и роста с ионным облучением позволило зафиксировать увеличение доли сверхструктуры (7 × 7) после импульсного ионного воздействия. Для установления связи этого явления с воздействием пучком ускоренных частиц проводились аналогичные эксперименты при выключенной системе ионизации и снятом ускоряющем напряжении. В этом случае изменений в дифракционной картине не наблюдалось.



**Рис. 1.** Изменение интенсивности зеркального рефлекса  $I$  при импульсном ионном воздействии на поверхность Si(111): *а*) в процессе эпитаксии из молекулярного пучка при температуре  $T = 400^\circ\text{C}$ ; *б*) после прерывания молекулярного потока кремния при степени заполнения монослоя  $\theta \sim 0.8$  и  $T = 400^\circ\text{C}$ . Стрелками отмечены моменты времени включения импульса ионного тока величиной  $0.12 \text{ мкА/см}^2$ , длительностью  $0.5 \text{ с}$  и с энергией ионов  $\text{Kr}^+$  в пучке равной  $145 \text{ эВ}$ . Штриховые линии ограничивают область прерывания потока кремния



**Рис. 2.** Температурная зависимость приращение амплитуды ростовых осцилляций интенсивности зеркального рефлекса  $\Delta I$  и амплитуды расчетных осцилляций плотности ступеней  $\Delta N$  (см. рис. 4) за счет импульсного ионного воздействия при  $\theta \sim 0.8$ : экспериментальные данные (■); результаты моделирования при  $E_1 = 1.1 \text{ эВ}$  (●) и при  $E_1 = 1.2 \text{ эВ}$  (▲)

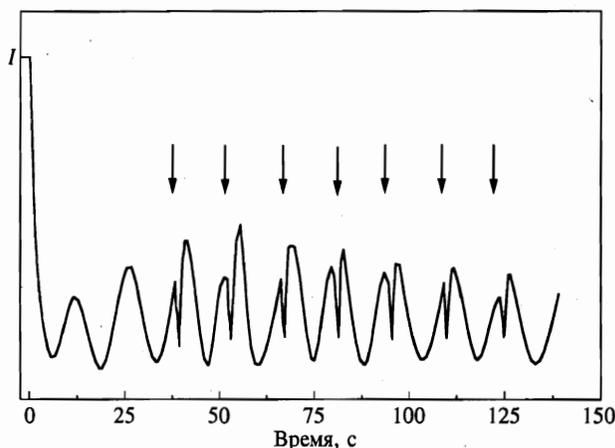


Рис. 3. Осцилляции интенсивности электронного пучка при многократном импульсном ионном воздействии на каждый растущий монослой при  $\theta \sim 0.8$ ,  $T = 400^\circ\text{C}$

Исследования температурной зависимости приращения амплитуды ДБЭ-осцилляции  $\Delta I$  за счет ионного воздействия проводились при фиксированной степени заполнения монослоя ( $\theta \sim 0.8$ ) и числе выращенных слоев (перед максимумом третьей ростовой осцилляции для каждой температуры подложки). Эксперименты показали, что величина  $\Delta I$  увеличивается с ростом температуры до  $400^\circ\text{C}$ , а затем уменьшается и при температуре более  $500^\circ\text{C}$  эффект усиления интенсивности рефлекса практически не наблюдается (рис. 2, сплошная кривая).

Эксперименты по многократному ионному воздействию на каждый растущий слой при фиксированной степени его заполнения ( $\sim 0.8$ ) показали, что величина приращения амплитуды осцилляций зависит от количества осажденного материала (рис. 3). Приращение амплитуды осцилляций уменьшалось с увеличением числа осажденных слоев (номера ДБЭ-осцилляции).

#### 4. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для описания послойного роста кремния из молекулярного пучка мы воспользовались моделью, разработанной Введенским с коллегами [7, 8] для численного моделирования эпитаксии полупроводников IV группы. В данной модели предполагается, что рост полностью контролируется двумя кинетическими процессами: осаждением атомов из молекулярного пучка и поверхностной диффузией адатомов. Поверхностная миграция осуществляется диффузионными скачками атомов на соседние незанятые места. Частота таких переходов активационным образом зависит от температуры:

$$\nu(E, T) = \nu_0 \exp(-E/kT), \quad (1)$$

где  $\nu_0$  — частота колебаний поверхностных атомов,  $E$  — энергия активации поверхностной диффузии, которая определяется энергией связи атома с его ближайшими соседями.

Важной особенностью начальной стадии эпитаксиального роста Si(111) является изменение сверхструктуры растущей поверхности при осаждении из молекулярного пучка. При  $T \leq 550^\circ\text{C}$  термодинамически стабильная сверхструктура  $(7 \times 7)$  не успевает полностью сформироваться. В результате наряду с  $(7 \times 7)$  образуется ряд метастабильных поверхностных фаз:  $(3 \times 3)$ ,  $(5 \times 5)$ ,  $(9 \times 9)$  и другие, которые обладают избытком поверхностной энергии по отношению к  $(7 \times 7)$  [6, 9]. В результате подвижность атомов на поверхности эпитаксиального слоя оказывается существенно ниже подвижности на исходной поверхности. Для учета этой особенности роста энергия активации поверхностной диффузии модифицируется следующим образом:

$$E = nE_1 + mE_2 + lE_3. \quad (2)$$

Здесь  $nE_1$  — энергия связи атома с первыми ближайшими  $n$  соседями ( $n \leq 3$ ),  $mE_2$  — энергия связи со вторыми ближайшими  $m$  соседями ( $m \leq 6$ ) в плоскости параллельной поверхности,  $E_3$  — добавка к энергии связи, которая учитывает поверхностную фазу,  $l$  — количество атомов в подлежащем слое ( $1 \leq l \leq 7$ ) [10]. Для исходной атомарно-чистой поверхности Si(111) предполагается, что  $E_3 = 0$ . По мере осаждения первого атомного слоя  $lE_3$  будет возрастать за счет перехода к новой поверхностной фазе, которая характеризуется более высокой энергией активации поверхностной диффузии.

При проведении численного моделирования методом Монте-Карло аналогом осцилляций сигнала ДБЭ в процессе роста является изменение поверхностной плотности ступеней  $N$ . По смыслу эта величина характеризует число атомов по периметру островков и вакансионных кластеров, поэтому она очень чувствительна к изменению морфологии растущей поверхности. Было показано, что в брэгговских дифракционных условиях величина  $1 - N$  прямо пропорциональна интенсивности отраженного электронного пучка [7, 8]. В данной работе  $N$  определяется следующим образом:

$$N = \frac{1}{4M} \sum_{i=1}^{\sqrt{M}} \sum_{j=1}^{\sqrt{M}} [ |h_{i,j} - h_{i+1,j}| + |h_{i,j} - h_{i,j+1}| ], \quad (3)$$

где  $M$  — число мест на поверхности, в которых может находиться атом,  $h_{i,j}$  — высота атома над исходной поверхностью. Такое определение  $N$  позволяет учесть различную высоту поверхностных ступеней, а значит, и их различную рассеивающую способность при ДБЭ.

Для описания морфологических изменений на поверхности Si(111) при взаимодействии с низкоэнергетическими ионами мы использовали результаты моделирования на основе метода молекулярной динамики [10]. Согласно этим результатам падение иона с энергией  $\sim 200$  эВ приводит в среднем к распылению одного атома мишени. На месте падения иона образуется поверхностный вакансионный кластер преимущественно моноатомной глубины (16 вакансий). Атомы мишени выходят в адатомные позиции и располагаются вокруг вакансионного кластера на некотором удалении от его краев (15 адатомов). Полученные с помощью молекулярной динамики результаты использовались в нашей модели в качестве начальных условий при проведении моделирования методом Монте-Карло импульсного ионного воздействия в процессе эпитаксиального роста Si(111).

В нашей модели принималось, что ионное воздействие приводит к изменению поверхностной фазы или к сверхструктурной перестройке растущей поверхности. Переход

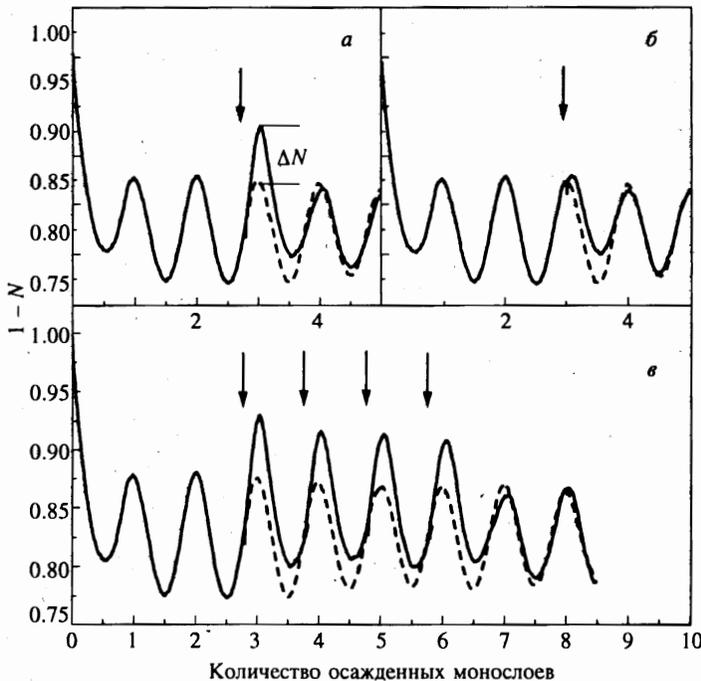


Рис. 4. Расчетные осцилляции плотности ступеней  $N$  в процессе роста кремния из молекулярного пучка при однократном импульсном ионном воздействии ( $a$ ,  $b$ ):  $\theta = 0.8$  ( $a$ ),  $\theta \sim 1$  ( $b$ ); при многократном импульсном воздействии ( $v$ ) при фиксированной степени заполнения монослоя  $\theta = 0.8$ . Скорость осаждения — 0.1 монослой/с,  $T = 400^\circ\text{C}$

происходит от метастабильной поверхностной фазы к термодинамически более стабильной фазе ( $7 \times 7$ ). Вследствие этого коэффициент диффузии адатомов на поверхности Si(111) после действия ионного импульса возрастает. При проведении модельных расчетов было сделано упрощающее допущение, что плотность ионного потока в эксперименте достаточна для реконструкции всей поверхности. В рамках предложенной модели этому соответствует снижение энергии активации поверхностной диффузии, поскольку добавка к энергии связи за счет изменения поверхностной фазы в процессе эпитаксии  $E_3$  обращается в нуль. При расчетах принималось, что импульсное воздействие представляет собой процесс мгновенного изменения морфологии поверхности в результате сложения результатов взаимодействия каждого иона с поверхностью. При используемых нами интегральных потоках вероятность попадания двух ионов в одно место практически равна нулю. Предполагалось, что реконструкция ( $7 \times 7$ ) трансформировалась в другую поверхностную фазу после нарастания одного монослоя.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование эпитаксиального роста Si на Si(111) проводилось с использованием циклических граничных условий на двумерной сетке размером ( $147 \times 147$ ), узлы которой соответствовали регулярным позициям атомов в кристаллической решетке. Численные

параметры модели были следующие:  $E_1 = 1.1$  (1.2) эВ;  $E_2 = 0.2$  эВ;  $E_3 = 0.02$  эВ. При включении в моделирование импульсного ионного воздействия в рамках предложенного нами механизма структурных изменений было найдено, что результаты вычислительных экспериментов качественно согласуются с опытными данными. Плотность ступеней на поверхности заметно уменьшалась спустя некоторое время после импульсного ионного воздействия. Причем этот эффект был наиболее ярким, когда степень заполнения монослоя выбиралась в области 0.6–0.9. Минимальная плотность ступеней и, следовательно, максимальная величина  $1 - N$  достигалась при  $\theta = 0.8$  (рис. 4а).

Было установлено, что приращение амплитуды расчетных осцилляций  $\Delta N$  (см. рис. 4) при импульсном ионном воздействии при  $\theta = 0.8$  ведет себя в зависимости от изменения температуры подобно приращению амплитуды ДБЭ-осцилляций  $\Delta I$  в эксперименте (рис. 2). Положение максимума расчетной зависимости (рис. 2, штриховая линия) определяется единственным параметром модели  $E_1$ , которому соответствует энергия активации диффузии адатомов на исходной атомарно-гладкой поверхности. Для  $E_1 = 1.2$  эВ результаты расчета достаточно хорошо согласуются с экспериментом. При уменьшении  $E_1$  максимум расчетной зависимости смещается в область более низких температур без существенного изменения функционального хода кривой.

Для фиксированной степени заполнения монослоя  $\theta = 0.8$  и температуры подложки нами были рассчитаны изменения плотности ступеней после однократного импульсного ионного воздействия на слои с различной удаленностью от начальной поверхности. Сопоставление результатов проведенных расчетов позволяет сделать вывод, что наибольший эффект сглаживания рельефа поверхности импульсным ионным воздействием (наименьшая плотность ступеней) достигается в условиях роста первых нескольких монослоев. По мере увеличения числа выращенных слоев эффект сглаживания поверхности ионным пучком ослабевает.

Многократное импульсное воздействие моделировалось для последовательного включения ионного пучка на каждом следующем растущем слое в моменты времени, соответствующие одинаковой степени заполнения слоев (рис. 4б). Так же как в случае однократного воздействия, наименьшая плотность ступеней после ионного воздействия достигается при росте первых нескольких монослоев.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ

Возрастание интенсивности дифрагированного электронного пучка после импульсного ионного воздействия при эпитаксии Si(111) указывает на то, что поверхностная плотность мест рассеяния, которыми являются границы островков и вакансионных кластеров, уменьшается. Существует ряд явлений, с которыми может быть связано обнаруженное снижение шероховатости поверхности в результате облучения низкоэнергетическими ионами: 1) распыление материала, что соответствует эффективному снижению потока атомов на поверхность при осаждении из молекулярного пучка; 2) нагрев поверхности с изменением диффузионных процессов за счет передачи атомам энергии от падающих ионов; 3) изменение механизма диффузии адатомов вследствие осаждения примеси на растущую поверхность; 4) изменение кинетики роста монослоев вследствие генерации адатомов и поверхностных вакансионных кластеров, а также распада образовавшихся при росте островков; 5) реконструкция поверхности, вызванная выделением энергии ускоренными частицами.

Роль первых двух факторов анализировалась нами в работе [4], где был сделан вы-

вод, что они не дают существенного вклада в изменение морфологии поверхности при используемых в эксперименте интегральных потоках ионов.

Согласно литературным данным [11] осаждение элементов III (In, Ga) и IV (Sn, Pb) групп в процессе эпитаксии Si из молекулярных пучков способно приводить к увеличению коэффициента диффузии атомов кремния на поверхности. Перечисленные элементы, образуя связи с атомами кремния, фактически изменяют механизм поверхностной диффузии. Для инертных газов не отмечалось какого-либо влияния на процесс эпитаксии.

Моделирование эпитаксиального роста с учетом генерации поверхностных вакансий и адатомов импульсным ионным пучком без введения сверхструктурных переходов показало, что заметного изменения поверхностной плотности ступеней для всех используемых в эксперименте температур, скоростей осаждения и плотностей ионного тока не происходит. Объяснение этого факта заключается, по-видимому, в низкой плотности ионного потока по сравнению с потоком атомов в молекулярном пучке.

Модельный расчет дает хорошее соответствие с экспериментом только в предположении об увеличении поверхностной подвижности адатомов за счет изменения поверхностной фазы под действием низкоэнергетических ионов. При последующем осаждении из молекулярного пучка это приводит к эффективному заполнению вакансионных кластеров и снижению плотности островков по сравнению с эпитаксией без импульсного ионного воздействия.

Немонотонный характер температурной зависимости эффекта уменьшения шероховатости растущей поверхности при импульсном ионном воздействии связан, по-видимому, с проявлением двух конкурирующих процессов.

1. С ростом температуры возрастает диффузионная длина адатомов, при этом относительный вклад реконструкции поверхности в изменение коэффициента поверхностной диффузии уменьшается  $\sim \exp(lE_3/kT) - 1$ . Этим обусловлено заметное ослабление эффекта при  $T > 500^\circ\text{C}$ .

2. С понижением температуры усиливается зарождение островков следующего поколения до окончания формирования предыдущего, что приводит к развитию рельефа поверхности. В этих условиях диффузионная длина определяется, в основном, захватом адатомов на границах островков и вакансионных кластеров, а не реконструкцией поверхности. В результате при  $T < 300^\circ\text{C}$ , согласно данным моделирования, вклад реконструкции поверхности при импульсном ионном воздействии в увеличение диффузионной длины адатомов стремится к нулю.

Обнаруженная зависимость эффекта сглаживания поверхности под действием ионов от количества выращенных монослоев также, по-видимому, связана с развитием рельефа растущей поверхности. Известно, что в процессе роста из молекулярных пучков происходит накопление возникающих отклонений от планарной поверхности по мере увеличения толщины эпитаксиального слоя [5].

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования морфологических изменений на поверхности Si(111) при двумерно-слоевом росте кремния из молекулярного пучка в условиях импульсного (0.25–1 с) воздействия низкоэнергетическими (80–150 эВ) ионами  $\text{Kr}^+$  позволили выявить основные механизмы роста слоев из ионно-молекулярных пучков в области малых интегральных потоков облучения ( $10^{11}$ – $10^{12}$  см<sup>-2</sup>), для которых плотность вводимых об-

лучением вакансий и адатомов значительно меньше поверхностной плотности атомов. Идея метода исследования состояла в том, чтобы за короткий промежуток времени посредством импульса ионов сообщить поверхностным атомам дополнительную энергию, а затем проследить динамику происходящих структурных изменений.

На основе данного метода был обнаружен эффект сглаживания рельефа поверхности в процессе эпитаксии Si(111) при одновременном импульсном облучении низкоэнергетическими ионами и выявлены условия для его проявления. Сравнение дифракционных картин, полученных при обычном росте и росте с ионным облучением, позволило зафиксировать увеличение доли сверхструктуры ( $7 \times 7$ ) после импульсного ионного воздействия. Был предложен механизм и развита модель происходящих на поверхности структурных изменений, вызванных падением ионов в условиях эпитаксии из молекулярного пучка. Моделирование методом Монте-Карло дало хорошее согласие с опытными данными (если учесть предположение об уменьшении энергии активации поверхностной диффузии адатомов в результате ионного воздействия), что связывается со структурными превращениями при увеличении доли сверхструктуры ( $7 \times 7$ ).

В рамках используемых модельных представлений удалось объяснить температурную и фазовую зависимости обнаруженного эффекта, а также результаты экспериментов по росту кремния при многократном импульсном ионном воздействии.

Исследованный класс явлений фактически обеспечивает развитие метода молекулярно-лучевой эпитаксии с синхронизацией структурных превращений импульсным ионным воздействием. Этот метод позволяет получать более резкие границы при росте модулированных структур, а также управлять размерами островков при гетероэпитаксии, например Ge на Si, для создания структур с квантовыми точками [12].

Авторы благодарят В. А. Кудрявцева за помощь в проведении экспериментов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-19509), федеральной программы и подпрограммы «Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники» (проект 211/68/2-1).

## Литература

1. G. Rosenfeld, R. Servaty, C. Teichert, B. Poelsema, and G. Comsa, Phys. Rev. Lett. **71**, 895 (1993).
2. P. Bedrossian, J. E. Houston, J. Y. Tsao, E. Chason, and S. T. Picraux, Phys. Rev. Lett. **67**, 124 (1991).
3. S. W. Park, J. Y. Shim, and H. K. Baik, J. Appl. Phys. **78**, 5993 (1995).
4. А. В. Двуреченский, В. А. Зиновьев, В. А. Марков, Р. Грецшель, К.-Х. Хайниг, Письма в ЖЭТФ **64**, 689 (1996).
5. В. А. Марков, О. П. Пчеляков, Л. В. Соколов и др., Поверхность **4**, 70 (1991).
6. U. Köhler, J. E. Demuth, and J. Hamers, J. Vac. Sci. Technol. A **7**(4), 2860 (1989).
7. D. D. Vvedensky and Shaun Clarke, Surf. Sci. **225**, 373 (1990).
8. G. V. Hansson and M. I. Larsson, Surf. Sci. **321**, 1255 (1994).
9. M. Horn Von Hoegen, J. Falta, and M. Henzler, Thin Solid Films **183**, 213 (1989).
10. V. A. Zinoviev, L. N. Aleksandrov, A. V. Dvurechenskii, K.-H. Heinig, and D. Stock, Thin Solid Films **241**, 167 (1994).
11. B. Voigländer, A. Zinner, T. Weber, and H. P. Bonzel, Phys. Rev. B **51**, 7583 (1995).
12. А. И. Якимов, В. А. Марков, А. В. Двуреченский, О. П. Пчеляков, Письма в ЖЭТФ **63**, 423 (1996).