

09,12

Роль краевых дислокаций в пластической релаксации гетероструктур GeSi/Si(001): зависимость механизмов введения от толщины пленки

© Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, Л.В. Соколов

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

E-mail: bolkhov@isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 29 сентября 2014 г.)

Показано, что в гетеросистеме GeSi/Si(001) при несоответствии параметров решеток $\sim 2\%$ и более малая критическая толщина введения дислокаций приводит к реализации механизма наведенного зарождения дислокаций несоответствия. Этот механизм заключается в том, что поле напряжений ранее возникшей 60° дислокации провоцирует введение вторичной 60° дислокации с винтовой компонентой противоположного знака. В результате взаимодействия таких дислокационных пар образуются краевые дислокации несоответствия, которые и определяют процесс пластической релаксации. Этот механизм наиболее эффективно проявляется, когда введение дислокаций происходит при толщине пленок GeSi, только незначительно превышающей критическую толщину введения 60° дислокаций, и присутствуют пронизывающие дислокации. Изменяя параметр несоответствия в гетеропаре, можно управлять доминирующим типом дислокаций несоответствия (60° или краевые) в системе Ge на Si (001).

1. Введение

Получение напряженных или пластически релаксированных пленок полупроводников на наиболее широко распространенных подложках кремния — одна из важнейших задач современного полупроводникового материаловедения. На примере системы Ge на Si (Ge-on-Si) эта задача решается на протяжении последних 30 лет (см., например, обзор [1]). Основное направление поиска — использование промежуточных буферных слоев с переходом по параметру решетки от подложки Si к основной пленке Ge (или GeSi). Несмотря на достигнутые в этом направлении положительные результаты [2–8], поиски продолжаются в направлении уменьшения толщины буферного слоя GeSi. Наиболее успешной является трехступенчатая стратегия роста, при которой перед основным слоем Ge выращивается сначала слой GeSi нанометровой толщины, а затем низкотемпературный слой Ge также нанометровой толщины. При этом на границе раздела Ge/GeSi образуется упорядоченная сетка краевых дислокаций несоответствия (ДН) [9].

Цель настоящей работы — выявление и анализ физических закономерностей, определяющих преимущественное появление и распространение краевых ДН в гетероструктурах Ge на Si.

2. Краткая история вопроса

Модель, объясняющая формирование неподвижных краевых ДН в пленках, выращиваемых на подложках ориентации (001), была предложена в [10] и позже рассмотрена более подробно в работах [11,12]. Суть модели заключается в следующем. В процессе независимого

скольжения двух 60° дислокаций вдоль зеркально отклоненных плоскостей $\{111\}$, пересекающихся в области гетерограницы, эти дислокации могут взаимодействовать по классической реакции, например

$$a/2[10\bar{1}] + a/2[011] = a/2[110]. \quad (1)$$

В результате такой реакции формируется совершенная краевая дислокация вдоль линии пересечения плоскостей $\{111\}$. Этот механизм может быть назван случайной встречей двух комплементарных дислокаций. Kvam и др. [13] и позже Narayan и Sharan [14], а также Dregia и Hirsh [15] предположили, что зарождение вторичной дислокационной полупетли („дислокации с противоположной винтовой компонентой“ по терминологии [11], или „комплементарной дислокации по терминологии“ по [13] или „подходящей 60° дислокации“ согласно [14]) может происходить под действием поля напряжений уже существующей 60° дислокации ДН. Этот процесс был назван механизмом наведенного зарождения комплементарной 60° дислокации несоответствия [13].

В [16] было показано, что в определенных условиях этот механизм приводит к тому, что краевые дислокации преобладают во время пластической релаксации гетероструктур начиная с самых ранних стадий этого процесса. Особенно наглядно механизм наведенного зарождения проявляется в случае, когда граница раздела пленка–подложка отклонена от точной ориентации (001) на несколько градусов [17]. В этом случае линии пересечения зеркально наклоненных плоскостей $\{111\}$ с подложкой не являются параллельными в направлении отклонения, и комплементарные 60° ДН, лежащие в этих плоскостях, видны раздельно, при пересечении они образуют короткие отрезки краевых ДН. В результате на

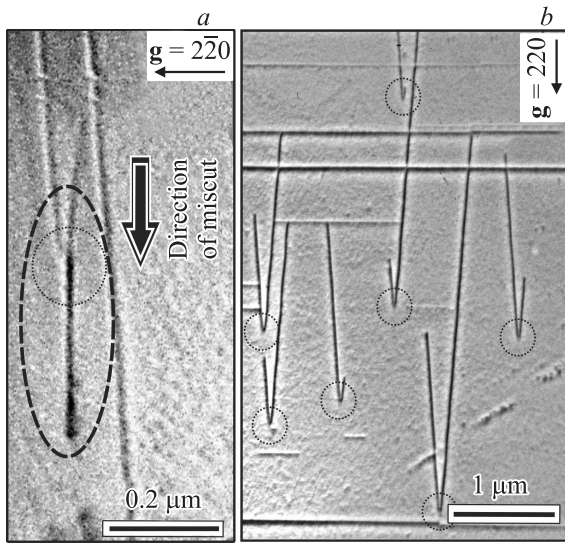


Рис. 1. Микроструктура ДН с Y -центрами, наблюдаемая в пленках $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$, отклоненных от ориентации (001) к (111), на ранней стадии пластической релаксации; $x \sim 0.5$. Изображение на части a получено при векторе дифракции $\mathbf{g} = (2\bar{2}0)$, видна краевая ДН, лежащая в основе Y -центра (окантована штриховым овалом). На части b сегменты краевых ДН находятся вне контраста, так как выполняется условие $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$; видно, что краевые ДН зарождаются в большом количестве (здесь около $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$) уже на начальной стадии пластической релаксации (здесь около 2%).

начальной стадии пластической релаксации гетероструктуры (ГС) наблюдаются специфические дислокационные конфигурации, названные Y -центрами [17]. Примеры такой дислокационной структуры представлены на рис. 1. Y -центры, являясь новой дислокационной конфигурацией, стали инструментом, позволившим более детально изучить образование краевых ДН, возникающих при наведенном зарождении 60° дислокационной полупетли [18]. Действительно, лучи 60° дислокаций несоответствия, отходящие от отрезка краевой ДН, являются доказательством того, что краевая ДН — результат взаимодействия этих двух ДН. Разная длина отходящих от Y -центра лучей (рис. 1, b) — свидетельство того, что одна из 60° ДН образовалась раньше другой и является по отношению к ней „материнской“ дислокацией, инициирующей ее зарождение. Визуализируется место зарождения вторичной 60° ДН; на рис. 1 эти области отмечены пунктирными окружностями. Важным оказался факт стабильности формы Y -центра: отсутствовали дислокационные конструкции, при которых вторичная 60° ДН, зарождаясь на произвольном участке вдоль первичной 60° ДН, отходила бы от ее линии в разных местах. Отсюда следует, что зарождение вторичной 60° ДН инициируется только фронтом расширяющейся первичной „материнской“ ДН. Т.е. вторичная дислокация инициируется полем напряжений дислокационного отрезка, выходящего на поверхность пленки и

имеющего структуру, близкую к структуре винтовой дислокации [19]. Вторичная дислокация имеет винтовую компоненту противоположного знака, компенсирующую винтовые искажения от первичной ДН, что способствует появлению термодинамической движущей силы для ее зарождения.

Квам и др. [13], а также Narayan и Sharan [14] предположили, что вторичная дислокационная полупетля должна зарождаться на поверхности растущей пленки. В противоположность этому Gosling [20] предположил, что вторичная дислокационная петля может зарождаться на уже существующей 60° дислокации на границе раздела, т.е. в объеме пленки. Однако, как видно из анализа происхождения и структуры Y -центра, проведенного в работах [17,18], предположение о зарождении наведенных 60° ДН на поверхности растущего слоя является более предпочтительным.

В течение длительного времени предполагалось, что 60° дислокации с подходящими для реакции (1) векторами Бюргера взаимодействуют в результате их случайной встречи, так как они возникают в разное время независимо друг от друга [11]. Соответственно вероятность появления краевой ДН возрастает с увеличением плотности 60° дислокаций, т.е. с ростом степени пластической релаксации пленки и/или с увеличением рассогласования параметров решетки пленки и подложки. Такие тенденции действительно зафиксированы в [21]. Тем не менее, как уже отмечалось, краевые ДН могут наблюдаться уже на самых ранних стадиях пластической релаксации (1–5%) [17], когда вероятность случайной встречи 60° ДН крайне низка.

Причина реализации разных механизмов формирования дислокаций состоит, по нашему мнению, в существенно различающейся толщине пленки, при которой начинается релаксация напряжений несоответствия для гетероструктур с разным составом.

3. Методика эксперимента

Структуры $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ выращивались методом молекулярной эпитаксии. Основные детали процесса роста ранее были описаны в [22]. При выращивании структур, содержащих пленки чистого Ge ($\text{Ge}/\text{Si}(100)$), использовался трехступенчатый метод [9], при котором на первой стадии выращивался тонкий (10–30 nm) буферный слой твердого раствора GeSi, на второй стадии поверх буферного слоя при температуре около 200°C осаждался тонкий ($\sim 7 \text{ nm}$) затравочный слой чистого Ge. После этой процедуры начинался рост основной ($h = 0.5 \mu\text{m}$) пленки Ge с одновременным повышением температуры подложки до 500°C .

Дефекты структуры выращенных гетерокомпозиций изучались методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) с использованием электронного микроскопа JEM-4000EX фирмы JEOL. При изучении образцов, утоненных в плоскости границы раздела (про-

дольные срезы), использовалась обычная двухволновая дифракционная микроскопия с анализом направления вектора смещения (**b**) дефектов по погасанию в условиях $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ (**g** — дифракционный вектор). Для изучения поперечных срезов образцов на атомарном уровне применялась высокоразрешающая электронная микроскопия (ВРЭМ).

4. Экспериментальные результаты

На рис. 2, *a* приведено электронно-микроскопическое изображение продольного среза гетероструктуры $\text{Ge}_{0.32}\text{Si}_{0.68}/\text{Si}(001)$, выращенной при температуре 300°C [23]. Толщина пленки GeSi в этой гетероструктуре составляет 200 nm, что при несоответствии 1.3% превышает критическую толщину для введения дислокаций более чем на порядок. Тем не менее вследствие низкой температуры роста выращенная пленка оставалась псевдоморфной (дислокации несоответствия в выращенной пленке не наблюдались). Дислокации, видимые на рис. 2, *a*, появились только после отжига при 350°C [23]. Отчетливо видны пронизывающие дислокационные отрезки, выходящие на поверхность пленки: каждая дислокация соединяется с поверхностью двумя дислокационными отрезками, расположенными на ее концах.

На рис. 2, *b* схематически выделены два семейства дислокаций, а на рис. 2, *c* приведен пример расположения пары комплементарных 60° ДН и их векторы Бюргерса на зеркально отклоненных плоскостях скольжения (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$ в соответствии с работой [24]. Сопоставление выделенных на рис. 2, *b* семейств дислокаций со схемой (рис. 2, *c*) позволяет сделать вывод, что отклонение окончных отрезков вправо или влево свидетельствует о принадлежности дислокации плоскости скольжения (111) или $(\bar{1}\bar{1}1)$. Таким образом, эти дислокации являются комплементарными, т.е. способными образовать краевые ДН. Тем не менее в данном образце краевых ДН не обнаружено.

Иная ситуация наблюдается в ГС с более высоким несоответствием. На рис. 3 приведены электронные микрофотографии ГС с несоответствием 1.6%. Несмотря на то что толщина пленки GeSi составляла только 20 nm (что больше критической толщины в 2 раза), пленка в этой ГС сразу после роста содержала ДН. Для определения типа дислокаций в этой пленке использовался эффект погасания контраста от дислокаций, имеющих векторы Бюргерса, перпендикулярные вектору дифракции **g**. Рис. 3, *a* и *b* представляют электронно-микроскопическое изображение одного и того же места ГС, полученное в двухволновом режиме во взаимно перпендикулярных действующих отражениях $\mathbf{g} = [220]$ и $\mathbf{g} = [\bar{2}\bar{2}0]$. Для облегчения сравнения изображений на этих снимках пунктирными овалами обведены одни и те же дефекты. Сравнение изображений показывает, что большая часть дислокаций, наблюдающихся на одном рисунке, отсутствует на втором, и наоборот. Для одного

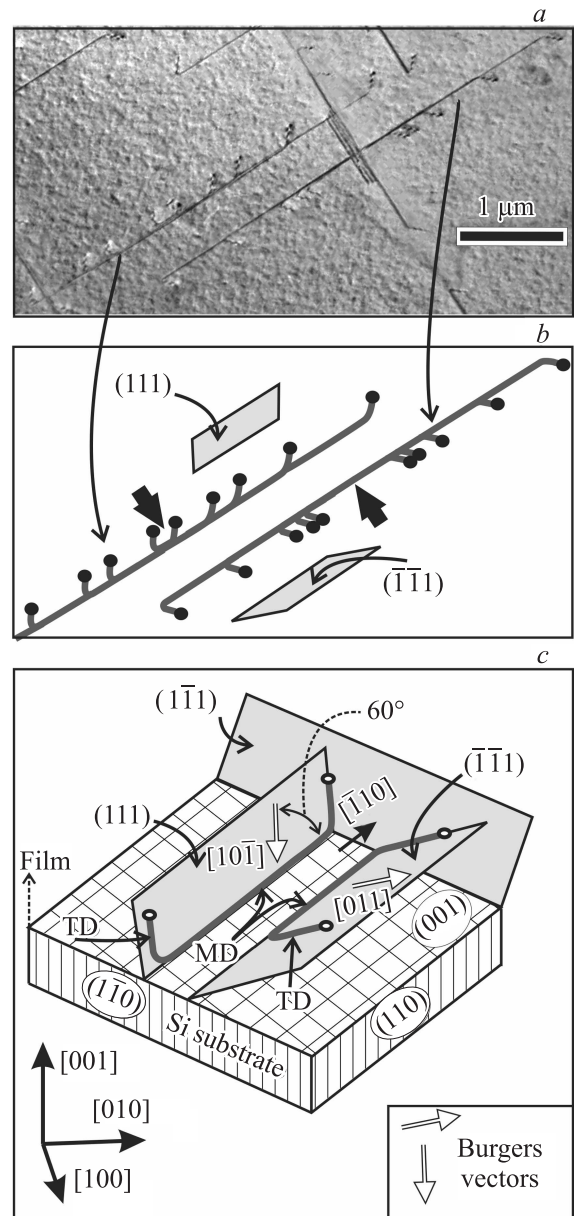


Рис. 2. *a*) ПЭМ-изображение продольного среза ГС $\text{Ge}_{0.32}\text{Si}_{0.68}/\text{Si}(001)$, выращенной при температуре 300°C и отожженной при 350°C в течение 10 min. Толщина пленки GeSi равна 200 nm. *b*) Схематическая иллюстрация двух комплементарных систем 60° ДН. *c*) Пример расположения пары комплементарных 60° ДН и их векторы Бюргерса на зеркально отклоненных плоскостях скольжения (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$. TD — пронизывающие дислокации, MD — дислокации несоответствия.

из направлений такие дислокации на рис. 3, *b* отмечены стрелками. Приняв во внимание, что линии погасящих дислокаций расположены вдоль вектора **g**, который в свою очередь перпендикулярен вектору Бюргерса, следует сделать вывод, что погасящие дислокации являются краевыми. Подсчет показал, что в данном случае 70% релаксации обеспечивается краевыми дислокациями.

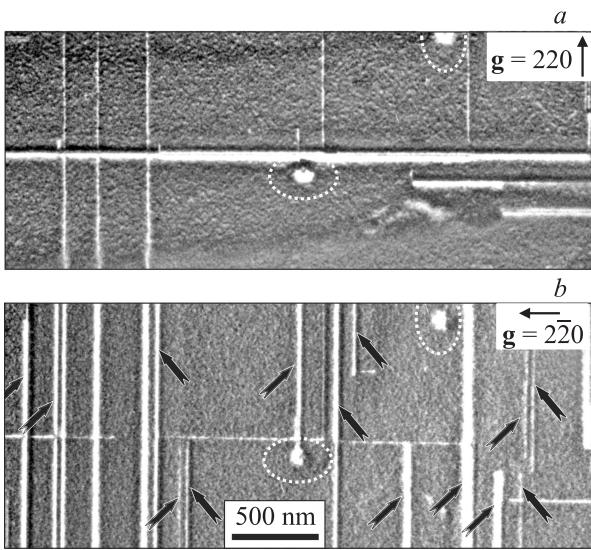


Рис. 3. ПЭМ-изображение продольного среза ГС $\text{Ge}_{0.4}\text{Si}_{0.6}/\text{Si}(001)$, выращенной при 450°C . Толщина пленки GeSi равна 20 нм. a — $g = [220]$, b — $g = [2\bar{2}0]$. Пунктирные овалы окантовывают места для определения идентичности мест съемки. Стрелками на части b отмечены дислокации, находящиеся вне контраста на части a .

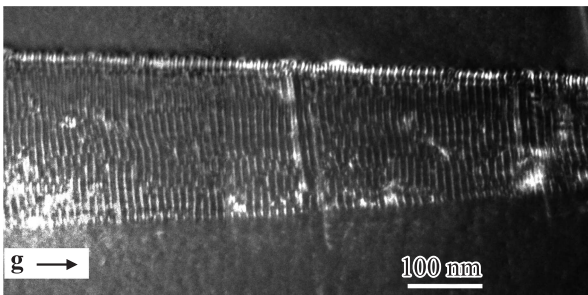


Рис. 4. ПЭМ-изображение границы раздела ГС $\text{Ge}/\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}/\text{Si}$. Образец повернут вокруг оси $[\bar{1}10]$ на 14° . Видны краевые ДН, вектор Бюргера которых параллелен вектору дифракции g .

С увеличением доли Ge в пленках GeSi/Si(001) количество краевых ДН возрастает [13] и в ГС типа Ge/GeSi/Si(001) [9] дислокации этого типа являются основными. На рис. 4 приведено экспериментальное

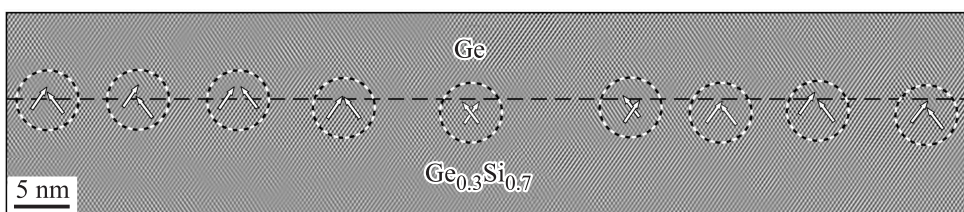


Рис. 5. Экспериментальное ВРЭМ-изображение поперечного среза отожженного образца $\text{Ge}/\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$ (30 нм)/Si(001), фильтрованное в рефлексах (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$. Стрелками отмечены окончания экстраплоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$. Граница раздела $\text{Ge}/\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$ выделена штриховой линией.

изображение поперечного среза отожженного образца $\text{Ge}/\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$ (30 нм)/Si(001). Для визуализации дислокационной сетки, находящейся в границе раздела, образец при съемке был повернут на $\sim 14^\circ$ вокруг оси $[\bar{1}10]$, направленной перпендикулярно электронному пучку. Как можно видеть, на границе Ge/GeSi формируется упорядоченная сетка краевых ДН. Среднее расстояние между краевыми дислокациями составляет 9.4–10 нм, что соответствует практически полной пластической релаксации пленки Ge. Полная ширина на половине высоты (ПШПВ) на рентгеновской кривой качания пленки Ge составила 410 и 267 arcsec для свежеращенного и отожженного образца соответственно, что является одним из лучших результатов для толщины пленки Ge 0.5 μm (см. подборку литературных данных величин ПШПВ для ГС Ge на Si на рис. 10 в работе [25]).

На рис. 5 приведено изображение поперечного среза той же гетероструктуры, что и на рис. 4, полученное с атомным разрешением с помощью ВРЭМ. Видны плоскости (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$. В каждой системе этих плоскостей наблюдаются оборванные экстраплоскости (отмечены стрелками), пары которых обведены пунктирными окружностями. Окончания этих экстраплоскостей соответствуют ядрам пары комплементарных 60° ДН, образующих конфигурацию краевой ДН.

5. Обсуждение результатов

Ясно, что для образования краевых ДН по механизму случайной встречи необходима большая плотность 60° ДН, что и наблюдается при величинах пластической релаксации пленок, близких к 100%, и/или больших несоответствиях параметров решетки пленки и подложки. В образце с несоответствием 1.6% (рис. 3) среднее расстояние между соседними дислокациями составляет 0.2–0.5 μm , так что вероятность случайной встречи 60° дислокаций с комплементарными векторами Бюргера пренебрежимо мала. Необходимо предположить, что в данном случае, так же как и в [9], действует механизм наведенного зарождения дислокаций. На рис. 6 представлена схема влияния первичной 60° ДН на зарождение вторичной комплементарной ДН. Современные представления о пластической релаксации пленок GeSi, выращенных на подложках Si(001), основаны на

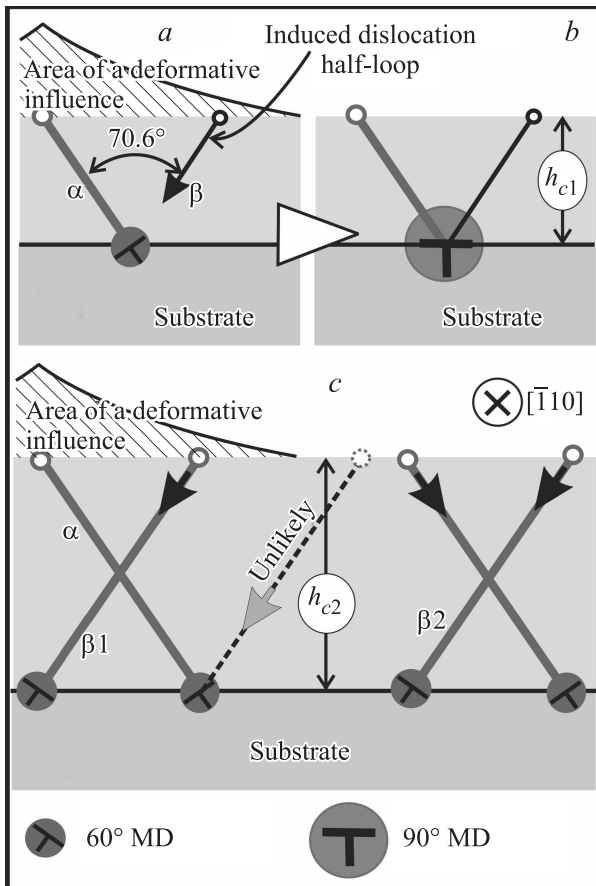


Рис. 6. Схема работы механизма наведенного зарождения комплементарной дислокации в зависимости от толщины напряженной пленки. *a* и *b* — малая толщина, область зарождения комплементарной дислокационной полупетли β попадает под деформационное влияние поля напряжений первичной дислокации α ; *c* — большая толщина пленки, наиболее выгодное место для образования комплементарной дислокации не попадает под влияние первичной 60° дислокации. Зарождаются новые дислокации β_1, β_2 на случайных местах поверхности. MD — дислокация несоответствия, h_{c1}, h_{c2} — критические толщины введения дислокаций несоответствия.

общепринятом факте, что дислокации, необходимые для пластической релаксации напряженной пленки, зарождаются на ее поверхности [26–28]. Уместно предположить, что поле тангенциальных деформаций от пронизывающего отрезка распространяющейся 60° ДН, может оказывать выборочное влияние на вероятность зарождения дислокационных полупетель, облегчая зарождение тех из них, которые являются комплементарными для конкретной первичной 60° ДН. Степень такого влияния уменьшается с ростом расстояния между выходом на поверхность пронизывающего отрезка первичной 60° ДН, создающего поле деформаций, и наиболее благоприятным местом зарождения комплементарной дислокационной полупетли. Как видно из рис. 6, это расстояние определяется толщиной пленки и уменьшается с

ростом доли Ge в пленке (уменьшается h_c , и первичные 60° ДН появляются при меньших толщинах). Таким образом, при малом несоответствии первичные дислокации возникают после достижения пленкой значительной толщины (≥ 100 nm). Поэтому влияние деформаций пронизывающего отрезка на возникновение вторичных комплементарных дислокаций будет мало. Напротив, при большом содержании Ge в пленке первичные дислокации будут возникать по достижении толщины ~ 10 nm и влияние на зарождение вторичных дислокаций будет велико.

Необходимо отметить, что с понижением температуры роста пленка GeSi может оставаться в метастабильном (бездислокационном) состоянии до толщин, в разы превышающих h_c , что понижает или отменяет полностью зарождение комплементарных 60° ДН и, как следствие, образование краевых ДН. Так, в образце, ПЭМ-изображение которого представлено на рис. 2, 60° ДН возникли только после отжига ГС, толщина GeSi-пленки в которой составила 200 nm. При этом расстояние от выхода пронизывающего сегмента 60° ДН до наиболее благоприятного места зарождения комплементарной 60° ДН на поверхности пленки превышает 280 nm.

В [16] было предложено вводить искусственно пронизывающие дислокации, которые по достижении напряженной пленкой критической толщины преобразуются в 60° ДН, и вероятность образования комплементарных 60° ДН, а затем и краевых ДН становится наибольшей. Буферный слой GeSi нанометровой толщины, примененный в технологии выращивания ГС типа Ge/GeSi/Si(001) — образец Ge/Ge_{0.3}Si_{0.7} (30 nm)/Si(001), ПЭМ- и ВРЭМ-изображения которого представлены на рис. 4 и 5, можно трактовать как попытку искусственного введения дислокаций для реализации механизма наведенного зарождения при пластической релаксации основного слоя Ge. Как видно из рис. 4 и 5, упорядоченная сетка краевых ДН формируется на границе Ge/GeSi.

Атомная структура краевых ДН может быть определена с помощью электронной микроскопии с атомным разрешением (ВРЭМ). Как видно из рис. 5, наблюдается разнообразная структура дислокационных ядер, основная особенность которой — различное расстояние между окончаниями экстраполуплоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$. Ранее усложненные формы структуры краевой дислокации (в отличие от компактной структурной формы, предложенной Hornstra [29]) трактовались как диссоциированные дислокации Ломера (например, [30]) или асимметричные дислокации Ломера (например, [31]). Однако разнообразие дислокационной структуры ядра краевых ДН может быть объяснено также на основе действия механизма наведенного зарождения. В связи с тем что место появления полупетли вторичной дислокации при поверхностном зарождении носит случайный характер, образованная краевая ДН может отличаться по структуре ядра. На рис. 7 представлена схема формирования краевой ДН

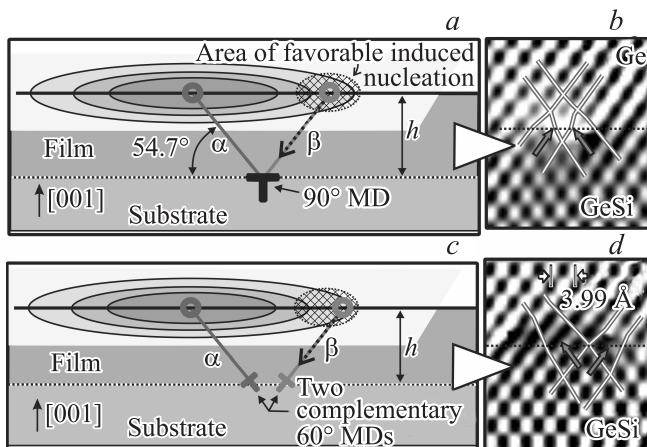


Рис. 7. Две позиции (*a, c*) возможного наведенного зарождения вторичной 60° ДН. α — первичная, β — вторичная (наведенная) дислокации. Заштрихованный овал — предполагаемая поверхность наиболее вероятного зарождения вторичной дислокационной полупетли. *b, d* — примеры экспериментально зафиксированных ВРЭМ-изображений дислокационной структуры совершенной и так называемой асимметричной дислокаций Ломера. Стрелки на частях *b* и *d* — окончания экстраплоскостей $\{111\}$; линии обозначают плоскости (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, ближайшие к дислокационному ядру и окаймляющие окончания экстраплоскостей.

с совершенной (*a*) и несовершенной (*c*) структурой ядра краевой ДН, содержащей соответствующие 60° ДН. В случае, показанном на рис. 7, *a*, вторичная дислокация β достигает границы раздела в точке, где она пересекается с плоскостью скольжения первичной ДН α . В результате формируется (рис. 7, *b*) совершенная краевая ДН, ядро которой имеет компактную структуру, подобную дислокационной структуре, предложенной Hornstra [29]. В случае, представленном на рис. 7, *c*, точка пересечения двух плоскостей $\{111\}$ не совпадает с границей раздела, и полупетля вторичной 60° ДН останавливается на некотором расстоянии от ядра первичной 60° ДН. Формируется дислокационный комплекс (рис. 7, *d*), степень сложности которого зависит от расстояния между ядрами дислокационной пары 60° ДН.

Таким образом, разнообразие форм и структуры дислокационных комплексов, по существу близких к краевой дислокации, является следствием механизма формирования краевых ДН в процессе роста и затем пластической релаксации пленки Ge на Si, а именно механизма наведенного зарождения вторичной комплементарной 60° ДН.

6. Заключение

Из всех известных механизмов образования краевых ДН путем слияния двух комплементарных 60° ДН в

гетероструктурах типа GeSi/Si(001) механизм наведенного зарождения вторичной 60° ДН с последующим образованием краевой ДН можно считать наиболее полезным для роста структурно-совершенных пленок при переходе к гетероструктурам с величинами рассогласования подложки Si(001) и пленки GeSi $\sim 2\%$ и более. Этот механизм наиболее эффективно проявляется при условии малых толщин пленок GeSi, незначительно превышающих критическую толщину введения 60° ДН. При этих условиях краевые ДН образуются на самой ранней стадии пластической релаксации пленок GeSi и определяют дальнейший ход релаксации.

Список литературы

- [1] M. Bossi, G. Attolini. *Progr. Cryst. Growth Charact. Mater.* **56**, 146 (2010).
- [2] E.A. Fitzgerald, Y.H. Xie, M.L. Green, D. Brasen, A.R. Kortan, J. Michel, Y.-J. Mii, B.E. Weir. *Appl. Phys. Lett.* **59**, 811 (1991).
- [3] M. Currie, S.B. Samavedam, T.C. Langdo, W. Leitz, E.A. Fitzgerald. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1718 (1998).
- [4] S.B. Samavedam, M. Currie, T. Langdo, E.A. Fitzgerald. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2125 (1998).
- [5] K. Chilukuri, M.J. Mori, C.L. Dohrman, E.A. Fitzgerald. *Semicond. Sci. Technol.* **22**, 29 (2007).
- [6] C. Rosenblad, H.R. Deller, A. Dommann, T. Meyer, P. Schroeter, H. von Känel. *J. Vacuum Sci. Technol. A* **16**, 2785 (1998).
- [7] R. Ginige, B. Corbett, M. Modreanu, C. Barrett, J. Hilgarth, G. Isella, D. Chrastina, H. von Känel. *Semicond. Sci. Technol.* **21**, 775 (2006).
- [8] G. Isella, J. Osmond, M. Kummer, R. Kaufmann, H. von Känel. *Semicond. Sci. Technol.* **22**, S26 (2007).
- [9] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *Acta Mater.* **61**, 617 (2013).
- [10] S. Mader, A.E. Blakeslee, J.J. Angilello. *J. Appl. Phys.* **45**, 4730 (1974).
- [11] E.A. Fitzgerald, D.G. Ast, P.D. Kirchner, G.D. Pettit, J.M. Woodall. *J. Appl. Phys.* **63**, 693 (1988).
- [12] V.I. Vdovin. *J. Cryst. Growth* **172**, 58 (1997).
- [13] E.P. Kvam, D.M. Maher, C.J. Humphreys. *J. Mater. Res.* **5**, 1900 (1990).
- [14] J. Narayan, S. Sharan. *Mater. Sci. Engng. B* **10**, 261 (1991).
- [15] S.A. Dregia, J.P. Hirsh. *J. Appl. Phys.* **69**, 2169 (1991).
- [16] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *J. Cryst. Growth* **312**, 3080 (2010).
- [17] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *J. Cryst. Growth* **310**, 3422 (2008).
- [18] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *J. Appl. Phys.* **109**, 123 519 (2011).
- [19] J.S. Speck, M.A. Brewer, G. Beltz, A.E. Romanov, W. Pompe. *J. Appl. Phys.* **80**, 3808 (1996).
- [20] T.J. Gosling. *J. Appl. Phys.* **74**, 5415 (1993).
- [21] K.H. Chang, P.K. Bhattacharya, R. Gibala. *J. Appl. Phys.* **66**, 2993 (1989).
- [22] Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, Л.В. Соколов. *ФТТ* **56**, 247 (2014).

- [23] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, M.A. Revenko, L.V. Sokolov. *J. Cryst. Growth* **293**, 247 (2006).
- [24] R.S. Goldman, K.L. Kavanagh, H.H. Wieder, S.N. Ehrlich, R.M. Feenstra. *J. Appl. Phys.* **83**, 5137(1998).
- [25] Y.B. Bolkhovityanov, L.V. Sokolov. *Semicond. Sci. Technol.* **27**, 043 001 (2012).
- [26] P. Hirel, J. Godet, S. Brochard, L. Pizzagall, P. Beauchamp. *Phys. Rev. B* **78**, 064 109 (2008).
- [27] L. Zuo, A.H.W. Ngan, G.P. Zheng. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 095 501 (2005).
- [28] T. Zhu, J. Li, A. Samanta, A. Leach, K. Gall. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 025 502 (2008).
- [29] J. Hornstra. *J. Phys. Chem. Solids* **5**, 129 (1958).
- [30] A. Vila, A. Cornet, J.R. Morante. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1244 (1996).
- [31] J.N. Stirman, P.A. Crozier, D.J. Smith, F. Philipp, G. Brill, S. Sivananthan. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2530 (2004).