

03,07

Краевые дислокации несоответствия в гетероструктурах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ ($x \sim 1$): роль промежуточного буферного слоя $\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ ($y < x$) в их образовании

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

Институт физики полупроводников РАН,
Новосибирск, Россия

E-mail: bolkhov@isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 29 сентября 2010 г.
В окончательной редакции 10 ноября 2010 г.)

Изучена дислокационная структура пленок $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ ($x \sim 0.4-0.8$) на подложках $\text{Si}(001)$, отклоненных на 6° к ближайшей плоскости (111). Использование отклоненных от точной ориентации (001) подложек Si для эпитаксии пленок GeSi позволило установить основной (для структур данного состава) механизм образования краевых дислокаций несоответствия (ДН), наиболее эффективно снимающих напряжения, обусловленные несоответствием параметров решетки пленки и подложки. Несмотря на определение краевых дислокаций как „сидячих“, их формирование происходит по механизму скольжения, предложенному ранее Kvatm с соавторами. Проведена сравнительная оценка скоростей распространения первичной и наведенной 60° ДН, а также результирующей 90° ДН. Показано, что условием наиболее эффективного образования краевых ДН по механизму наведенного зарождения является наличие в напряженной пленке 60° ДН сразу же после достижения ею критической толщины. Предварительно выращенный буферный слой GeSi, находящийся на начальной стадии пластической релаксации, может явиться источником таких дислокаций.

1. Введение

Система ненапряженная пленка–подложка по структурному переходу от одного к другому параметру решетки приближается к идеальному случаю, если несовершенства в виде краевых дислокаций несоответствия (ДН) находятся исключительно в границе раздела, а пронизывающие дислокации (ПД) практически отсутствуют. Однако в ходе пластической релаксации пленок GeSi, выращенных на подложках Si(001), формируются в основном подвижные 60° ДН с векторами Бюргера (\mathbf{b}) $a/2\langle 110 \rangle$ (a — параметр решетки), наклонными к гетерогранице. Чистые краевые 90° ДН Ломера (L/MD) также наблюдаются в системе Ge–Si. Плоскость (001), в которой лежат краевая дислокация и ее вектор Бюргера, не является плоскостью скольжения и поэтому эти дислокации оказываются малоподвижными или „сидячими“. Вследствие этого вероятность их появления должна быть малой. Тем не менее чем больше рассогласование параметров решеток подложки и пленки и выше степень пластической релаксации последней, тем больше доля краевых ДН [1]. Такие же закономерности обнаружены и в системе InGaAs/GaAs [2]. Kvatm с соавторами [3] объяснили такую закономерность следующим образом. Распространяющаяся по механизму скольжения 60° ДН с высокой вероятностью провоцирует зарождение 60° ДН, скользящей в зеркально отклоненной плоскости (111). Взаимодействие между этими дислокациями по классическим реакциям, известным из теории дисло-

кций, например

$$a/2[101] + a/2[01\bar{1}] = a/2[110], \quad (1)$$

приводит к образованию краевой ДН, более эффективно снимающей несоответствие. 60° дислокации, участвующие в таком взаимодействии, были названы комплементарными [3].

Изучение пластической релаксации в пленках GeSi, выращенных на отклоненных подложках Si [4–6], позволило обнаружить новые особенности образования и распространения дислокаций. Проводя такие исследования, мы обратили внимание на следующее обстоятельство. В случае отклоненной подложки формирование краевых ДН в направлении отклонения становится затрудненным. Линия пересечения зеркально отклоненных плоскостей {111}, вдоль которой лежит краевая ДН, уже не совпадает с плоскостью подложки, пересекая границу раздела под углом отклонения. Это препятствует образованию длинных краевых ДН в направлении отклонения подложки. Создаются условия для образования новой формы дислокационной конфигурации, названной нами Y-центрами. Механизм образования таких конфигураций подробно описан в [4–6] и является подтверждением образования краевых дислокаций путем наведенного зарождения комплементарной 60° ДН. Анализ различных возможных форм дислокационных конфигураций, наблюдаемых на начальной стадии пластической релаксации пленок GeSi на отклоненных от плоскости (001) подложках Si, был проведен нами ранее в [7] и было отмечено, что Y-центры являются доминирующей

дислокационной конструкцией. Было показано, что в определенных условиях механизм наведенного зарождения комплементарной 60° ДН может стать основным источником краевых ДН в пластически релаксирующей пленке GeSi.

Настоящая работа посвящена обоснованию необходимости наличия некоторого количества 60° ДН на самой ранней стадии пластической релаксации пленок GeSi для того, чтобы релаксация происходила преимущественно за счет краевых ДН. Как показано далее, промежуточный слой GeSi может явиться источником таких „материнских“ ДН.

2. Методика эксперимента

Слои твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ с $x \sim 0.4-0.8$ выращивались в установке молекулярно-лучевой эпитаксии „Катунь“. Основные детали проведения эксперимента приведены ранее [8]. В настоящей работе использовалась сурьма как сурфактант, и поэтому температура роста была выбрана равной 450°C [9]. Тип структурных дефектов и их пространственное распределение изучались просвечивающей электронной микроскопией (ПЭМ), используя микроскоп JEM-400EX. Изображения продольных и поперечных срезов образцов анализировались по стандартной методике дифракционного анализа в режиме двухволновой дифракции с использованием условия погасания изображения дислокаций, когда $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$, где \mathbf{g} и \mathbf{b} — векторы дифракции и Бюргерса соответственно.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Зарождение и „скольжение“ краевых ДН в пленках GeSi/Si. На рис. 1 приведены ПЭМ-изображения гетероструктуры $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$, на которых наблюдаются конфигурации в форме Y -центров. Плотность Y -центров достигала $\sim 10^9 \text{cm}^{-2}$ в пленках $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ с $x \sim 0.7-0.8$ (рис. 1, *c*). Наличие таких конфигураций только в форме Y -центров является доказательством того, что наведенное зарождение 60° дислокационной полупетли осуществляется фронтом скользящей ранее образовавшейся 60° ДН. Разумно предположить, что такой же механизм образования краевых ДН работает и на неотклоненных подложках (но, естественно, расщепления на две расходящиеся 60° ДН не происходит). Схема формирования и распространения 90° и 60° ДН на неотклоненной подложке представлена на рис. 2. Зародившаяся на наклонной плоскости (111) полупетля 60° дислокации A (рис. 2, *a*), достигнув границы раздела, распространяется в обе стороны со скоростью V_1 . Выходящие на поверхность дислокационные отрезки являются ПД. В некоторый момент времени один из ее фронтов (правый на рис. 2, *a*) инициирует зарождение комплементарной

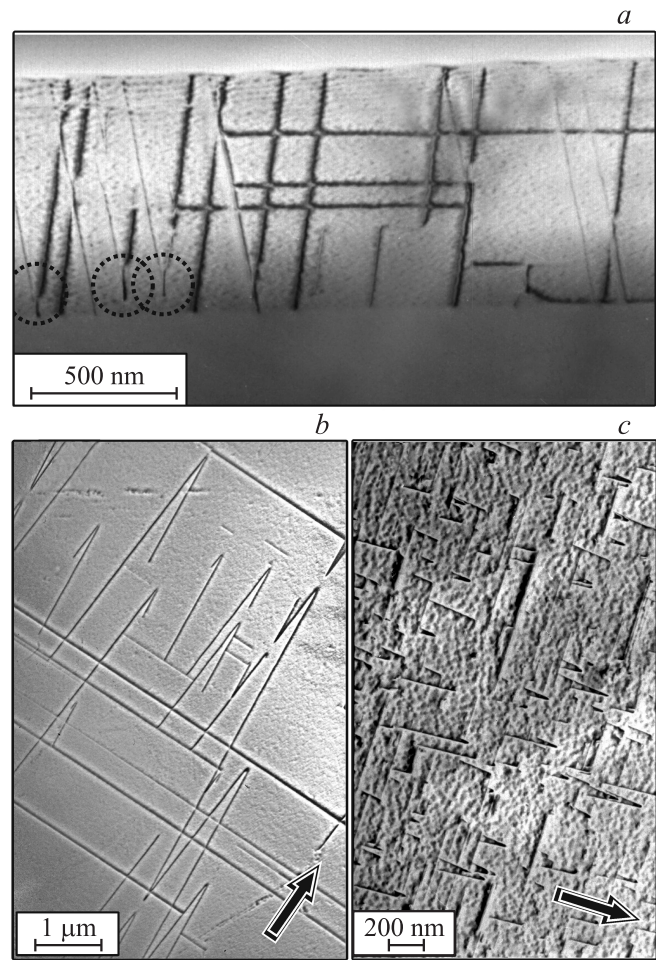


Рис. 1. *a* — ПЭМ-изображение поперечного среза гетероструктуры $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ (20 nm) Si с $x \sim 0.5$, полученное при наклоне образца в 20° . Поперечный срез параллелен оси отклонения подложки. Изображение выполнено в условиях действующего вектора дифракции $\mathbf{g} = 220$. *b, c* — ПЭМ-изображения дислокационной микроструктуры продольных срезов в пленках $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, находящихся на начальной стадии пластической релаксации, для $x \sim 0.5$ и ~ 0.7 соответственно. Стрелки в нижней части указывают направление отклонения, при котором вектор $[110]$ выходит на поверхность пленки. Сегменты краевых ДН, являющиеся основаниями расходящейся пары комплементарных 60° ДН и обведенные на части *a* пунктирными кружками, находятся вне контраста на частях *b* и *c* (более подробно см. [4-7]).

60° дислокационной полупетли B на зеркально отклоненной плоскости ($\bar{1}\bar{1}1$). Новая дислокация, реагируя с „материнской“ 60° ДН, образует отрезок краевой ДН (LMD), который вслед за наведенной дислокацией распространяется также в обе стороны (рис. 2, *b*). Рассмотрим особенности распространения этих дислокаций.

В работах, посвященных введению ДН и их распространению в напряженных пленках (см., например, [10–12]), используется понятие так называемого эффективного сдвигового напряжения τ_{eff} , которое опре-

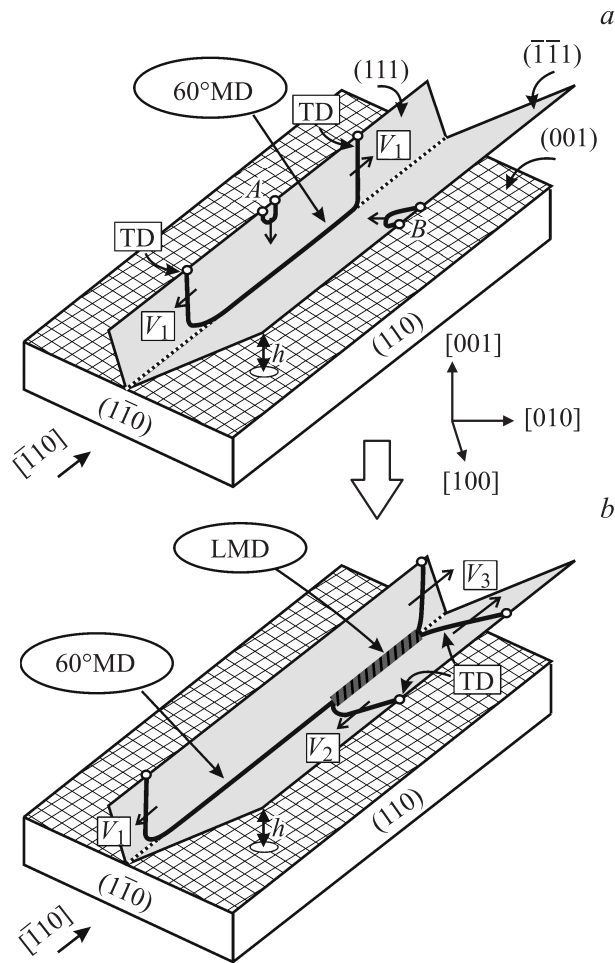


Рис. 2. Схема формирования и распространения комплементарной пары 60° ДН (MD — misfit dislocation) и полученной при их слиянии 90° ДН (LMD — lomer MD) в напряженной пленке на неотклоненной подложке. Пронизывающие ветви 60° ДН, выходящие на поверхность пленки, обозначаются TD (threading dislocation); h — толщина пленки. Заштрихованная поверхность — граница раздела пленка–подложка.

деляет процессы зарождения ДН и распространения ПД в напряженных пленках толщиной h

$$\tau_{\text{eff}} = \tau - \tau_s$$

$$= S \left[\frac{2G(1+\nu)}{(1-\nu)} \right] \varepsilon - \frac{Gb(1-\nu \cos^2 \alpha)}{4\pi h(1-\nu)} \left(\ln \frac{\beta h}{b} + 1 \right). \quad (2)$$

Первый член выражения $[2G(1+\nu)/(1-\nu)]\varepsilon$ является движущей силой пластической релаксации, представляя двухосное напряжение в пленке, заставляющее 60° ДН удлиняться. Здесь G и ν — модуль сдвига и коэффициент Пуассона соответственно. Величина $S = \cos \lambda \cos \phi$, вводимая для учета действия компоненты напряжения в направлении движения ПД, называется фактором Шмидта [13], где ϕ — угол между плоскостью скольжения и нормалью к границе раздела, а λ — угол между вектором Бюргерса \mathbf{b} дислокации и лежащим в плоскости границы раздела перпендикуляром к пересечению

плоскости скольжения дислокации и плоскости границы раздела. На начальной стадии пластической релаксации, на которой находятся $GeSi/Si$ гетероструктуры, исследуемые в настоящей работе, $\varepsilon \approx (a_{Si} - a_{GeSi})/a_{GeSi}$.

Второй член выражения (2) — сдвиговая компонента напряжения, препятствующая продвижению дислокации [14]. Она вычисляется из работы, необходимой для образования единицы длины новой ДН. Здесь α — угол между вектором Бюргерса и линией дислокации, b — величина вектора Бюргерса. Число β — параметр, представляющий энергию ядра дислокации (ранее величина β для материалов с решеткой алмаза выбиралась равной 4 [15], по современным данным она принимается равной 1 [16]).

Величины первого члена выражения (2) τ для обеих комплементарных 60° ДН, скользящих в зеркально наклонных плоскостях (111), можно принять одинаковыми. В то же время противодействие скольжению τ_s будет для них различным. Наведенная 60° ДН, взаимодействуя с материнской 60° ДН, создает краевую ДН, лежащую в границе раздела, поэтому компонента, препятствующая распространению этой вторичной 60° ДН, должна быть менее значительной. Ее величину можно вычислить следующим образом. Сдвиговая компонента напряжения, препятствующая продвижению обеих 60° ДН, может быть оценена как компонента для краевой ДН (90° MD), являющейся результатом их взаимодействия. Так как в этом случае $\alpha = 90^\circ$, то

$$\tau_s(90^\circ MD) = \frac{Gb}{4\pi h(1-\nu)} \left(\ln \frac{\beta h}{b} + 1 \right) \quad (3)$$

и компонента, препятствующая скольжению наведенной 60° ДН ($60^\circ MD^{\text{ind}}$), выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \tau_s(60^\circ MD^{\text{ind}}) &= \tau_s(90^\circ MD) - \tau_s(60^\circ MD) \\ &= \frac{Gb\nu \cos^2 \alpha}{4\pi h(1-\nu)} \left(\ln \frac{\beta h}{b} + 1 \right), \quad (4) \end{aligned}$$

что заметно меньше, чем в случае распространения одиночной 60° ДН.

На рис. 3 представлены зависимости величины эффективного сдвигового напряжения в безразмерном виде τ_{eff}/G от толщины пленки Ge_xSi_{1-x} для двух значений x : 0.5 и 0.8. Сплошные линии — для случая распространения одиночной 60° ДН. Их пересечение с осью абсцисс, отмеченное звездочками, определяет критическую толщину напряженной пленки b_c , при которой становится возможным введение первых ДН [17]. Пунктирные кривые — величины τ_{eff}/G для наведенной комплементарной 60° ДН. Так как сдвиговая компонента напряжения, препятствующая продвижению наведенных 60° ДН, заметно меньше, чем для одиночной ДН (см. выражение (4)), величины τ_{eff}/G для такой дислокации существенно больше. Это означает более высокую скорость скольжения наведенной дислокации [11] ($V_2 > V_1$, рис. 2, *b*) и более низкую энергию активации ее зарождения [18].

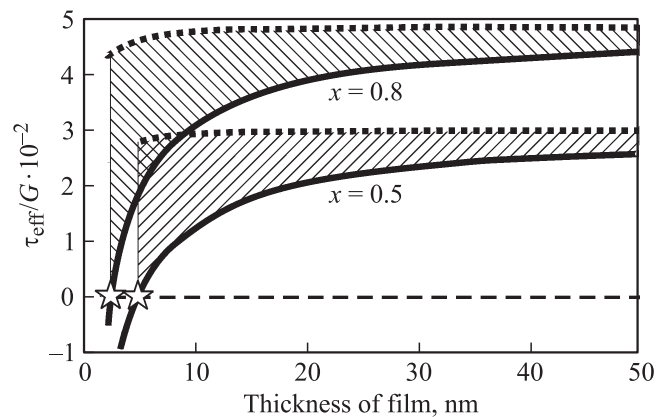


Рис. 3. Нормированное эффективное сдвиговое напряжение, действующее на дислокацию, в зависимости от толщины пленки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ для $x = 0.5$ и 0.8 . Сплошные линии — расчет для одиночных 60° ДН. Звездочками отмечены пересечения этих зависимостей и нулевого значения τ_{eff}/G , соответствующие критическим толщинам начала введения ДН. Пунктирные линии — эффективное сдвиговое напряжение для наведенной 60° ДН. Для иллюстрации больших величин эффективного сдвигового напряжения, действующих при зарождении и скольжении наведенной 60° ДН, области между сплошными и пунктирными линиями заштрихованы.

Так как $V_2 > V_1$, наведенная 60° ДН „догоняет“ материнскую ДН, после чего их скорости скольжения сравниваются: сдвиговая компонента напряжений, препятствующая продвижению комплементарной пары 60° ДН (выражение (3)), делится поровну между ними. Поэтому эти дислокации не могут обогнать друг друга. Если по какой-либо случайной причине одна из 60° ДН „вырвется“ вперед, то фактор, тормозящий скольжение обеих ДН (выражение (2)), перераспределяется в пользу ускорения отставшей 60° ДН. Такое согласованное движение дислокаций несоответствия может быть названо эффектом взаимосвязанного скольжения двух комплементарных 60° ДН. Благодаря этому эффекту отрезки краевых ДН, окончания которых наблюдаются на ПЭМ-изображениях, в основном визуально не связаны с одиночными 60° ДН. На рис. 4 представлены ПЭМ-изображения продольного среза той же гетероструктуры, что и на рис. 1, *b*, но предварительно отожженной при 700°C в течение 15 min. Два изображения одного и того же фрагмента на рис. 4 различаются взаимно перпендикулярными направлениями дифракционного вектора \mathbf{g} с целью выделения краевых ДН. Краевые ДН, распространяющиеся в направлении оси отклонения подложки, визуализируются только на рис. 4, *b* и перенесены на схему рис. 4, *c* в виде заштрихованных полос. Окончания краевых ДН, попавшие внутрь изображения, видны как сплошные линии, визуально не связанные с 60° ДН. Эти окончания отмечены на схеме рис. 4, *c* темными стрелками. Как видно из рис. 4, *a*, только одна 60° ДН наблюдается в направлении оси отклонения подложки, и она перенесена на схему рис. 4, *c* в виде

сплошной линии. Суммарная длина краевых ДН, распространяющихся в направлении оси отклонения, превышает длину 60° ДН в несколько раз, что свидетельствует в пользу их преимущественного образования.

Так как $1/2\tau_s(90^\circ MD)$ меньше, чем $\tau_s(60^\circ MD)$ для одиночной дислокации, можно ожидать, что комплементарная пара 60° ДН, а следовательно, и образующаяся в результате их реакции 90° ДН, должны удлиняться быстрее, чем одиночная 60° ДН, т. е. $V_3 > V_1$ на рис. 2, *b*.

В соответствии с рис. 3 величина τ_{eff}/G , а следовательно, и вероятность зарождения наведенной комплементарной 60° ДН рядом с первичной 60° ДН, резко возрастает по сравнению с величиной τ_{eff}/G для такой же ДН, но зарождающейся вдали от первичной. Это подтверждается массовым появлением Υ -центров на самой ранней стадии пластической релаксации пленок GeSi/Si (рис. 1, *c*). Разница скоростей зарождения первичной и наведенной 60° ДН нивелируется с увеличением толщины пленки (пунктирная и сплошная кривые сближаются, рис. 3). Можно ожидать, что в этом случае формирование новых краевых ДН по механизму наведенного зарождения комплементарной 60° ДН становится маловероятным.

Таким образом, массовое образование краевых ДН наиболее вероятно в том случае, если 60° ДН появляются сразу в пленке после превышения ею критической толщины h_c . В противном случае, если толщина пленки превосходит эту величину в несколько раз, а появление 60° ДН задерживается по каким-либо причинам (например, при низких температурах роста), вероятность зарождения комплементарных 60° ДН и соответственно краевых ДН становится незначительной.

При определенных условиях, а именно намеренном введении контролируемого количества 60° ДН в пленку GeSi , близкую по толщине к h_c , краевые дислокации могут стать основными дефектами, ответственными за пластическую релаксацию пленок GeSi , близких по составу к Ge .

3.2. Промежуточный буферный слой GeSi в многослойной гетероструктуре как источник 60° ДН для инициации краевых ДН. Ранее, анализируя работы по исследованию факторов, влияющих на ход пластической релаксации в системе GeSi/Si , мы пришли к следующему заключению [19]: в современных условиях выращивания центры концентрации напряжений на шероховатой поверхности напряженных пленок GeSi являются основным каналом для зарождения дислокационных полупетель и последующей пластической релаксации. Однако они имеют большую плотность, соответствующую плотности образующегося 3D-рельефа и возрастающую с увеличением доли Ge в пленке GeSi . Это приводит к массовому зарождению ДН и большой конечной плотности ПД, достигающей величин $10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Природа образующихся в стандартных режимах роста источников такова, что пластическая релаксация пленок GeSi начинается после превышения пленкой критической толщины h_c в

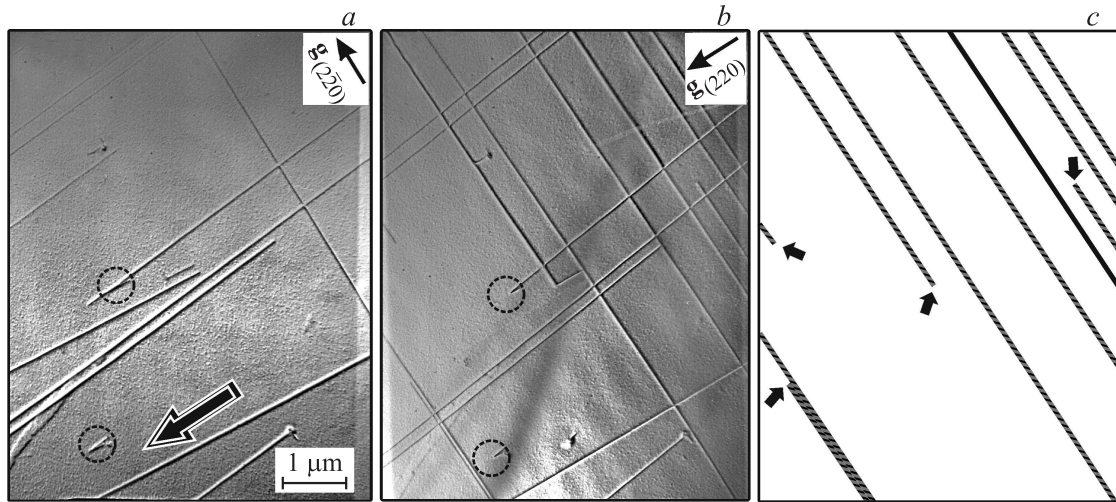


Рис. 4. Двухлучевые темнопольные ПЭМ-изображения продольного среза отожженной гетероструктуры $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ с $x \sim 0.5$ (*a, b*). Краевые ДН, распространяющиеся в направлении оси отклонения подложки и видимые только на части *b*, перенесены на схему *c* в виде заштрихованных полос. Сплошная линия на схеме *c* — 60° ДН, видимая на обоих изображениях. Y -центры выделены пунктирными кружками. Большая стрелка на части *a* указывает направление отклонения, при котором вектор $[110]$ выходит на поверхность пленки. Объяснение для стрелок на части *c* приведено в тексте.

несколько раз (см., например, [20]). Логичным путем для улучшения структурного совершенства пленок GeSi и Ge является создание методик роста, позволяющих вводить 60° дислокации с невысокой плотностью при небольшом превышении пленкой h_c . Для этого необходимы искусственные дислокационные источники, плотность которых существенно меньше, чем плотность поверхностных концентраторов.

Один из таких путей — создание на начальной стадии гетероэпитаксии специального слоя, способного дозировать генерировать дислокации. Впервые использование супернизкотемпературного слоя как источника дислокаций было продемонстрировано в работе [21] для составов с долей Ge около 0.3. Авторы показали, что варьируя температуру роста такого слоя ($150\text{--}200^\circ\text{C}$, метод молекулярно-лучевой эпитаксии), а также его толщину, можно контролировать степень пластической релаксации пленки GeSi (т.е. количество ДН), выращиваемой в стандартном режиме поверх этого слоя. В последнее время методики введения дополнительного тонкого низкотемпературного слоя, находящегося в метастабильном состоянии, перед ростом основного слоя применяются и для выращивания пленок GeSi с большой долей Ge вплоть до чистого Ge [22–27].

Считается, что промежуточные тонкие слои GeSi разного состава уменьшают плотность ПД в основном Ge слое, действуя как дислокационные фильтры (см., например, [28,29]). Механизм понижения плотности ПД путем введения дополнительной границы раздела заключается в следующем. В поле напряжений, возникающих вокруг границы раздела, ПД изгибаются и движутся вдоль границы. Дислокации с благоприятным соотношением векторов Бюргера при встрече аннигилируют. Циклические отжижки таких гетероструктур

способствуют движению дислокаций, увеличивая вероятность их аннигиляции.

Существует еще одна причина улучшения структурного совершенства пластически релаксированных пленок при введении промежуточных слоев со ступенчатым изменением параметра решетки. Введение ДН и появление ПД в массовом порядке начинается обычно после превышения пленкой нескольких критических толщин, когда в соответствии с рис. 3 вероятность появления индуцированных 60° ДН и соответственно краевых ДН снижается. Если перед основным слоем находится промежуточный частично релаксированный слой, он является источником пронизывающих дислокаций, которые проникают и в следующий слой (рис. 5, *a*). Как только верхний слой превысит по толщине h_c , возникают наиболее благоприятные условия для наведенного зарождения комплементарных 60° ДН и соответственно образования краевых ДН на границе раздела между двумя слоями (рис. 5, *b*).

Основываясь на приведенных выше экспериментальных данных и соображениях, можно предложить следующее развитие событий при выращивании слоев Ge с использованием буферного слоя GeSi на примере работ [22–24]. Буферный слой GeSi по толщине превышает критическую толщину для введения ДН, но остается псевдоморфным в силу двух причин: относительно низкой температуры роста и наличия водорода (в этих работах применен метод, использующий химические реакции разложения реагентов, содержащих Ge и Si (ultra high vacuum–chemical vapor deposition, UHV–CVD)), поверхность пленки гладкая и нет поверхностных концентраторов напряжений для зарождения ДН. Таким образом, такой слой находится в метастабильном состоянии, что и подтверждается данными рентгеновских исследований

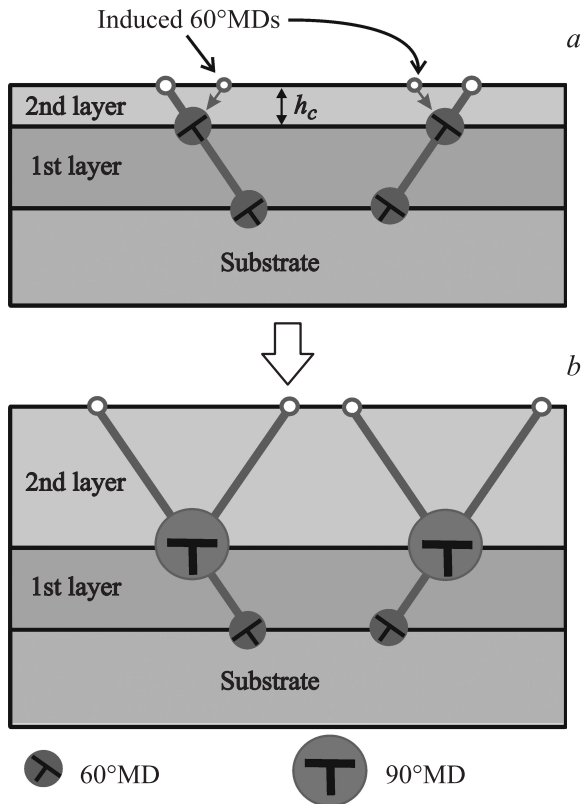


Рис. 5. Схема образования краевых ДН после превышения вторым слоем критической толщины h_c . При составе первого слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ $x < 0.4$ первичные ДН в основном являются 60° ДН. Наклонные линии — пронизывающие сегменты 60° ДН.

такой гетероструктуры [23]. Как только начинается наращивание низкотемпературной части слоя Ge, называемого затравочным, поверхность становится шероховатой, появляются центры зарождения ДН, что дает старт началу пластической релаксации обоих слоев. Таким образом, буферный слой GeSi становится источником дозированного количества ДН, которое может быть оптимизировано подбором его толщины и состава, а также температуры роста. Пронизывающие ветви появляющихся ДН могут явиться „материнскими“ дислокациями, индуцирующими комплементарные 60° ДН с последующим образованием краевых ДН на границе раздела затравочный слой Ge/буфер GeSi (по схеме рис. 5). Именно на этой границе Nakatsuru с соавторами [22] наблюдали сетку дислокаций, ориентированных вдоль направления [110] и находящихся на расстояниях 9.5 nm. Это соответствует сетке краевых ДН на границе раздела.

Hu с соавторами [26], также используя методику роста UHV-CVD, на начальной стадии вырастили при температуре 290°C слой Ge толщиной 30–50 nm. Этот слой был практически полностью релаксирован. Выращенный далее при 600°C основной слой Ge имел, по мнению авторов, плотность ПД $1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$ (по ямкам травления). Приведенные в [27] ПЭМ-изображения поперечного среза таких гетероструктур свидетельствуют о

наличии на границе раздела с подложкой упорядоченной сетки кривых ДН. Можно предположить и в этом случае дозированное введение 60° ДН при эпитаксии низкотемпературного слоя Ge, а также наведенное образование комплементарных 60° ДН еще в процессе его роста, сопровождающееся формированием сетки краевых ДН.

Повышенные скорости распространения пар комплементарных дислокаций, что следует из приведенных выше расчетов, — благоприятный фактор для получения совершенных пластически релаксированных пленок GeSi/Si, так как для поддержания определенного темпа пластической релаксации необходимо меньшее количество ДН и соответственно пронизывающих дислокационных ветвей. Другим фактором, влияющим на минимизацию количества ДН за счет их удлинения, является планарность поверхности напряженной пленки, которая в нашем случае обеспечивается присутствием на поверхности растущей пленки поверхностно-активной примеси — сурьмы. Как видно из рис. 4, *b*, линии краевых ДН имеют длину в несколько μm , выходя за рамки изображения (более $10 \mu\text{m}$ на других изображениях).

4. Заключение

Использование отклоненных от точной ориентации (001) подложек Si для эпитаксии пленок $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ ($x \geq 0.4$) позволило установить основной механизм образования краевых дислокаций, снимающих напряжения, обусловленные несоответствием параметров решетки пленки и подложки. Несмотря на определение краевых дислокаций как „сидячих“ их формирование происходит по механизму скольжения, предложенному ранее в [3]. Распространяющаяся по механизму скольжения 60° ДН с высокой вероятностью провоцирует зарождение на ее фронте комплементарной 60° ДН, скользящей в зеркально отклоненной плоскости (111). Реакция между этими дислокациями приводит к образованию краевой ДН, более эффективно снимающей несоответствие. Проведена сравнительная оценка скоростей распространения первичной и наведенной 60° ДН, а также результирующей 90° ДН. Скорость скольжения наведенной 60° ДН существенно больше, чем скорость первичной 60° ДН. Поэтому она „догоняет“ второй фронт первичной, формируя 90° ДН, распространяющуюся в обе стороны за счет скольжения образующую ее 60° ДН. Скорость удлинения 90° ДН также больше, чем скорость скольжения одиночной 60° ДН. Показано, что условием наиболее эффективного образования краевых ДН по механизму наведенного зарождения является наличие в напряженной пленке 60° ДН сразу же после достижения ею критической толщины. Предварительно выращенный буферный слой GeSi, находящийся на начальной стадии пластической релаксации, может явиться источником таких дислокаций.

Список литературы

- [1] D.C. Houghton, D.D. Perovic, J.-M. Baribeau, G.G. Weatherty. *J. Appl. Phys.* **67**, 1850 (1990).
- [2] K.H. Chang, P.K. Bhattacharya, R. Gibala. *J. Appl. Phys.* **66**, 2993 (1989).
- [3] E.P. Kvam, D.M. Maher, C.J. Humphreys. *J. Mater. Res.* **5**, 1900 (1990).
- [4] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 131 901 (2008).
- [5] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *J. Cryst. Growth* **310**, 3422 (2008).
- [6] Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, Л.В. Соколов. *ФТТ* **50**, 1783 (2008).
- [7] Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, Л.В. Соколов. *ФТТ* **52**, 32 (2010).
- [8] Yu.B. Bolkhovityanov, A.K. Gutakovskii, V.I. Mashanov, O.P. Pchelyakov, M.A. Revenko, L.V. Sokolov. *J. Appl. Phys.* **91**, 4710 (2002).
- [9] Ю.Б. Болховитянов, А.С. Дерябин, А.К. Гутаковский, А.В. Колесников, Л.В. Соколов. *ФТП* **41**, 1251 (2007).
- [10] R. Hull, J.C. Bean, D.J. Werder, R.E. Leibenguth. *Phys. Rev. B* **40**, 1681 (1989).
- [11] B.W. Dodson, J.Y. Tsao. *Appl. Phys. Lett.* **31**, 1325 (1987).
- [12] L.B. Freund, R. Hull. *J. Appl. Phys.* **71**, 2054 (1992).
- [13] R.S. Goldman, K.L. Kavanagh, H.H. Wieder, S.N. Ehrlich, R.M. Feenstra. *J. Appl. Phys.* **83**, 5137 (1998).
- [14] A. Fisher. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1218 (1994).
- [15] J.P. Hirth, J. Lothe. *Theory of dislocations*. 2nd ed Wiley. N.Y. (1982). P. 231.
- [16] L.B. Freund. *MRS Bull.* **17**, 52 (1992).
- [17] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee. *J. Cryst. Growth* **27**, 118 (1974).
- [18] S.V. Kamat, J.P. Hirth. *J. Appl. Phys.* **67**, 6844 (1990).
- [19] Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, О.П. Пчеляков, Л.В. Соколов. *ФТП* **42**, 3 (2008).
- [20] J. Cai, P.M. Mooney, S.H. Christiansen, H. Chen, O. Chu, J.A. Ott. *J. Appl. Phys.* **95**, 5347 (2004).
- [21] M. Bauer, K. Lyutovich, M. Oehme, E. Kasper, H.-J. Herzog, F. Ernst. *Thin Solid Films* **369**, 152 (2000).
- [22] J. Nakatsuru, H. Date, S. Mashiro, M. Ikemoto. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **891**, EE07-24.1 (2006).
- [23] T.H. Loh, H.S. Nguyen, C.H. Tung, A.D. Trigg, G.Q. Lo, N. Balasubramanian, D.L. Kwong, S. Tripathy. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 092 108 (2007).
- [24] Z. Zhou, C. Li, H. Lai, S. Chen, J. Yu. *J. Cryst. Growth* **310**, 2508 (2008).
- [25] M. Myronov, Y. Shiraki. *J. Cryst. Growth* **301–302**, 315 (2007).
- [26] W. Hu, B. Cheng, C. Xue, H. Xue, S. Su, A. Bai, L. Luo, Y. Yu, Q. Wang. *Appl. Phys. Lett.* **95**, 092 102 (2009).
- [27] Cheng Buwen, Xue Chunlai, Luo Liping, Han Genquan, Zeng Yugang, Xue Haiyun, Wang Qiming. *J. Mater. Sci. Eng. (in Chinese)*, **27**, 118, (2009).
- [28] T.H. Yang, G.L. Luo, E.Y. Chang, Y.C. Hsieh, C.Y. Chang. *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, L17 (2004).
- [29] S. Dey, S. Joshi, D. Garcia-Gutierrez, M. Chaumont, A. Campion, M. Jose-Yacamán, S.K. Banerjee. *J. Electron. Mater.* **35**, 1607 (2006).