

УДК 621.315.592

Искусственные подложки GeSi для гетероэпитаксии — достижения и проблемы

Обзор

© Ю.Б. Болховитянов[¶], О.П. Пчеляков, Л.В. Соколов, С.И. Чикичев

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

(Получена 22 октября 2002 г. Принята к печати 30 ноября 2002 г.)

Для создания электронных приборов, использующих полупроводниковые материалы, технология эпитаксиального наращивания которых достаточно хорошо отработана, желательно иметь набор подложек, базирующихся на Si и обеспечивающих выращивание гетероструктур с различными параметрами решетки. Такие подложки принято называть искусственными (artificial substrates).

В данной работе проведен сравнительный анализ различных методов получения искусственных подложек — гетероструктур, принцип релаксации напряжений в которых базируется на введении дислокаций несоответствия. На основе литературных и оригинальных данных анализируются механизмы реализации малой плотности прорастающих дислокаций в пластически релаксированных пленках на примере гетероструктур GeSi/низкотемпературный буферный слой Si. Анализируются проблемы и результаты другой группы методов получения искусственных подложек, завоевавших в последнее время популярность так называемых „податливых“ и „мягких“ подложек. Рассмотрены основные электрофизические параметры пленок Si и GeSi, выращенных на искусственных подложках.

1. Введение

Под искусственной подложкой принято понимать гетероструктуру (ГС), выращенную эпитаксиально на подложке Si (или GaAs) и имеющую новое потребительское качество: совершенную кристаллическую структуру и гладкость поверхности, мало отличающиеся от базовой подложки, но с иным параметром решетки. Совершенные гетероструктуры на основе GeSi/Si позволяют существенно улучшить свойства приборов, традиционно изготавливаемых на подложках кремния (подробности можно найти в обзорах Schäffler [1] и Paul [2], а также в нашем обзоре [3]). Еще одной особенностью таких ГС является их возможное использование в качестве искусственных подложек для роста GaAs, что привело бы к совмещению приборов, создаваемых на основе кремниевой технологии, с оптоэлектронными приборами, основным материалом для которых является GaAs. Ключевым элементом такого совмещения являются буферные слои на основе Ge_xSi_{1-x} , позволяющие создавать на их поверхности полностью релаксированные совершенные слои твердого раствора германий–кремний с x вплоть до 1, т.е. реализовать малодефектные эпитаксиальные структуры Ge/Si.

Физический механизм, лежащий в основе эпитаксиального перехода от одного материала к другому с разными параметрами решетки, использующийся в традиционных методах, — это релаксация упругих деформаций в тонком слое нового материала путем введения дислокаций несоответствия (ДН). Однако введение ДН неизбежно влечет за собой появление так называемых

пронизывающих дислокаций (ПД) — сегментов дислокационной петли, выходящих на поверхность эпитаксиального слоя. Для снижения плотности ПД традиционно используются буферные слои с переменным по толщине параметром решетки или так называемые дислокационные фильтры, состоящие из напряженных сверхрешеток.

Основные требования к таким подложкам: а) малая толщина пленки, в которой происходит пластическая релаксация; б) совершенная кристаллическая структура, которая оценивается в основном по плотности пронизывающих дислокаций; в) малая шероховатость поверхности гетероструктуры.

В последние несколько лет появился ряд новых методов получения искусственных подложек. Это так называемые „податливые“ и „мягкие“ подложки. При их использовании предполагается, что работает совсем иной физический механизм: перераспределение напряжений между псевдоморфным слоем и тонкой (податливой) подложкой–мембраной, в результате действия которого псевдоморфный слой упруго релаксирует без образования ДН и соответственно без ПД.

2. Пластическая релаксация гетероструктур — классический путь получения искусственных подложек

2.1. Основные положения теории пластической релаксации напряженных пленок

Известно, что пластическая релаксация механических напряжений несоответствия в пленках GeSi/Si в основном осуществляется путем введения 60° -х дислокаций

[¶] E-mail: bolkhov@isp.nsc.ru

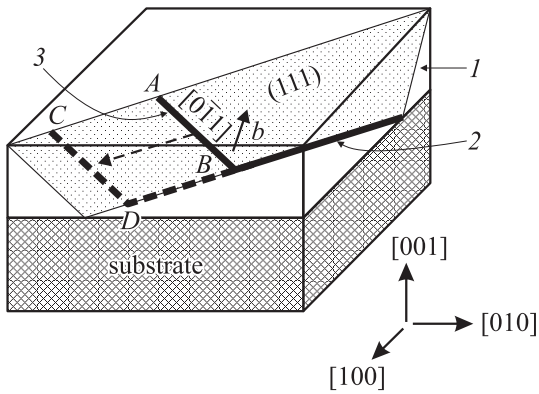


Рис. 1. Схематическое представление пластической релаксации напряженной пленки (1) через образование дислокаций несоответствия (2) и связанных с ними пронизывающих дислокаций (3).

по наклонным плоскостям скольжения $\{111\}$ (см., например, [3]). На рис. 1 схематически представлена начальная стадия пластической релаксации псевдоморфной пленки. Релаксация начинается с образования 60° дислокации, которая имеет возможность скольжения в наклонной к границе раздела плоскости (111). Дислокация состоит из отрезка, лежащего в границе раздела (дислокация несоответствия), а также сегмента, выходящего на поверхность пленки, AB (пронизывающая дислокация). Пластическая релаксация пленки происходит путем увеличения длины такой ДН (отрезок BD) за счет движения пронизывающего сегмента CD в плоскости скольжения. Проход дислокационной петли через часть пленки уменьшает упругие деформации в этой ее части. Соответственно задача получения совершенных полностью релаксированных пленок GeSi/Si распадается на две подзадачи: а) обеспечить приемлемый темп релаксации пленки (уменьшение остаточных упругих деформаций с ростом толщины пленки) введением ДН; б) свести до минимума количество пронизывающих дислокаций. В определенной степени эти две подзадачи противоречивы, так как введение ДН происходит через прохождение ПД через объем пленки и рост темпа пластической релаксации за счет увеличения плотности ДН приводит к увеличению плотности ПД.

В работах, посвященных введению ДН и их распространению в напряженных пленках, исследователи (например, [4]) используют понятие так называемого эффективного сдвигового напряжения (effective or excess shear stress) τ_{eff} , которое определяет процессы зарождения ДН и распространения ПД в напряженных пленках толщиной h :

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

Первый член выражения, $[2G(1+\nu)/(1-\nu)]\varepsilon$, является движущей силой пластической релаксации, представляя двусное напряжение в пленке. Здесь G и ν — модуль сдвига и коэффициент Пуассона соответственно, ε — величина упругой деформации. Величина $S = \cos \lambda \cos \phi$, вводимая для учета действия компоненты напряжения в направлении движения ПД, называется фактором Шмидта, где ϕ — угол между плоскостью скольжения и нормалью к границе раздела, а λ — угол между вектором Бюргерса b дислокации и лежащим в плоскости границы раздела перпендикуляром к пересечению плоскости скольжения дислокации и плоскости границы раздела. Второй член уравнения — сдвиговая компонента напряжения, препятствующая продвижению ПД [5]. Она вычисляется из работы, необходимой для образования единицы длины новой ДН. Здесь α — угол между вектором Бюргерса и линией дислокации. Число β называется параметром ядра дислокации и для системы GeSi, по современным данным, принимается равным 0.76 (для 60° -х дислокаций) [6]. Из равенства нулю τ_{eff} на начальной стадии пластической релаксации пленок, когда $\varepsilon = f$ (f — рассогласование параметров решеток), определяется критическая толщина:

$$h_c = \frac{b(1-\nu \cos^2 \alpha)}{8\pi f(1+\nu) \cos \lambda} \left(\ln \frac{\beta h_c}{b} + 1 \right). \quad (2)$$

Это выражение впервые получено Matthews, Blakeslee еще в 1974 г. [7] на основе баланса сил, действующих на ПД. Модель этих авторов, называемая моделью силового баланса (force balance model), очень популярна среди исследователей, и указанная работа процитирована в научной литературе около 2 тысяч раз.

По преодолении пленкой критической толщины величина τ_{eff} становится положительной, после чего зарождение и распространение ДН становится возможным. На рис. 2 представлены зависимости величины эффективного сдвигового напряжения в безразмерном виде, τ_{eff}/G от толщины пленки $\text{Ge}_x\text{Se}_{1-x}$ для трех значений x : 0.1, 0.3 и 0.6. С ростом толщины пленки зависимости стремятся к величине $[2(1+\nu)/(1-\nu)]\varepsilon$, которая пропорциональна x . Хорошо известно, что практически во всех случаях пленки вырастают до толщин, существенно превышающих критическую, пока появятся первые ДН [3,8]. Для примера на зависимостях сделаны отсечки, отмеченные цифрами и соответствующие толщинам пленки, равным $3h_c$. Видно, что эффективное сдвиговое напряжение заметно возрастает с увеличением доли Ge в псевдоморфной пленке, что должно сказываться на скорости зарождения ДН и „разбегания“ их пронизывающих сегментов — ПД.

Houghton в работе [4] было предложено полуэмпирическое выражение для скорости зарождения ДН:

$$\frac{dN(t)}{dt} = N_0 \tau_{eff}^n \exp\left(-\frac{W_n}{kT}\right). \quad (3)$$

Здесь N_0 — подгоночный параметр, по мнению автора, характеризующий начальную плотность точек наиболее

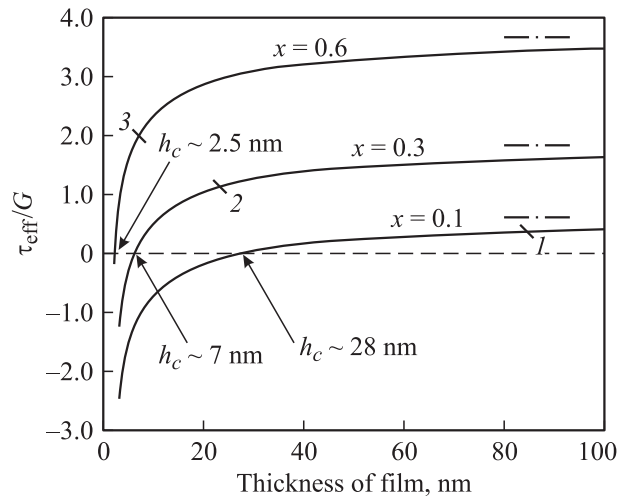


Рис. 2. Нормированное эффективное сдвиговое напряжение в зависимости от толщины пленки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ для $x = 0.1, 0.3$ и 0.6 . Расчет. Штрихпунктирные линии — соответствующие максимальные величины τ_{eff}/G при $h \rightarrow \infty$.

вероятного зарождения ДН, разную для различных подложек Si; W_n — энергия активации зарождения ДН, равная по данным [4] ~ 2.5 эВ. На основе экспериментальных данных [4] величина степени n равна 2.5. Таким образом, сравнивая пленки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ с $x = 0.1$ и 0.3 на основе рис. 2 и выражения (3), можно утверждать, что для $x = 0.3$ скорость зарождения ДН должна быть выше более чем на порядок. Соответственно выше и плотность пар ПД.

Конечная плотность ПД зависит как от плотности зародившихся ДН, так и от скорости „разбегания“ их пронизывающих сегментов. Согласно классическим представлениям [9], адаптированным к скольжению ПД в напряженной пленке [4], скорость движения дислокации может быть представлена в виде

$$V_d = V_0(\tau_{eff})^m \exp(-E_v/kT), \quad (4)$$

где V_0 — константа, E_v — энергия активации движения дислокации путем скольжения, величина m по различным данным находится в пределах от 1 до 2 (см., например, [10]). Следовательно, с ростом τ_{eff} скорость движения пронизывающих ветвей ДН также увеличивается. Выражение (4) справедливо для начальной стадии релаксации. Появившаяся сетка ДН оказывает стопорящее действие на ПД [6] за счет взаимодействия локальных полей напряжений дислокаций [11].

В равновесных условиях при отсутствии барьеров, как только толщина псевдоморфной пленки превысила h_c , вводятся ДН. Напряжения в пленке уменьшаются, критическая толщина h_c возрастает и процесс введения ДН останавливается. Толщина пленки вновь должна быть увеличена, чтобы начала вводиться следующая порция ДН. Таким образом, в идеализированном варианте пленка должна пластически релаксировать плавно,

по мере того как толщина ее возрастает. Остаточные упругие деформации можно выразить как

$$\varepsilon(t) = f - b_{eff} \rho(t), \quad (5)$$

где b_{eff} — проекция вектора Бюргера на нормаль, лежащую в плоскости границы раздела и перпендикулярную линии пересечения плоскости скольжения и плоскости границы раздела, $\rho(t)$ — линейная плотность дислокаций и, согласно Ну [12],

$$\varepsilon(t) = f \frac{h_c}{h(t)} \quad \text{для } h \geq h_c. \quad (6)$$

На рис. 3 такая зависимость изображена сплошной кривой. Эта равновесная теоретическая зависимость соответствует максимально возможному уменьшению остаточных упругих деформаций с увеличением толщины гетероструктур GeSi (максимальному темпу релаксации). Как отмечается во многих работах (см., например, [3,4,8]), экспериментальная критическая толщина в большинстве случаев превышает расчетную (рис. 3). Можно ввести две критические толщины: h_c — теоретическая или равновесная и $h_c(\text{exp})$ — экспериментальная. Их систематическое различие, наблюдаемое на практике, свидетельствует о том, что при выращивании полупроводниковых пленок различного рода барьеры играют существенную роль, тормозя введение ДН. Повышенные температуры роста и послеростовые отжиги

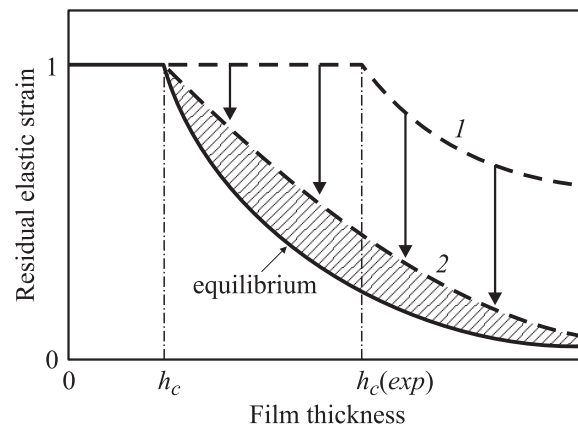


Рис. 3. Зависимость величины остаточных упругих деформаций от толщины пленки в различных условиях. Схема. Сплошная линия — условие термодинамического равновесия при отсутствии барьеров для введения ДН; 1 — условие кинетической заторможенности зарождения ДН и скольжения ПД (низкие температуры роста); 2 — экспериментальная квазиравновесная зависимость (результат после длительного отжига ГС). Вертикальными стрелками показан ход релаксации при отжиге — переход от зависимости 1 к зависимости 2. Показаны также критические толщины: h_c — рассчитываемая по модели Matthews, Blakeslee [7] и $h_c(\text{exp})$ — экспериментальная, существенно возрастающая по сравнению с h_c при пониженных температурах роста пленок. Заштрихованная область символизирует систематическую разницу между экспериментальными результатами и кривой, рассчитанной для безбарьерных условий введения ДН.

ГС позволяют приблизиться к равновесным условиям возникновения ДН. Так, специальные исследования, предпринятые Houghton *et al.* [13] для твердых растворов $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ с $x = 1-15\%$, показали „блестящее“, как они пишут, совпадение экспериментальных результатов с расчетами по Matthews, Blakeslee [7,14].

Выражение (2), рассчитанное в условиях равновесия, определяет некоторый фундаментальный параметр h_c , который зависит только от механических свойств конкретной пары материалов, образующих ГС, величины рассогласования, а также от кристаллографической плоскости границы раздела. Этот параметр используется исследователями как некая граница по толщинам, ниже которой псевдоморфная пленка является термодинамически стабильной, не подверженной введению ДН, а выше — находится в метастабильном состоянии. Начало и темп пластической релаксации псевдоморфных пленок, находящихся в этой области толщин, зависят от двух новых параметров: температуры и времени нахождения ГС при этой температуре (рис. 3, зависимость 1), а также качества изготовления пленок (скорость роста, двумерный механизм роста, примеси и т.д.). Соответственно $h_c(\text{exp})$ для конкретной ГС является плавающей величиной, зависящей от этих новых параметров. Чтобы по возможности снять кинетические ограничения пластической релаксации псевдоморфных пленок, необходимо выращивать пленки при высокой температуре [15], либо после роста их отжигать при повышенных температурах. Тем не менее, как свидетельствуют многочисленные литературные данные (будут приведены в разд. 2.3), достигнутая с использованием этих приемов экспериментальная зависимость степени пластической релаксации ГС от толщины заметно не совпадает с теоретической равновесной, систематически находясь выше последней.

2.2. Сравнительный анализ различных методов получения искусственных подложек GeSi

На рис. 4 приведена классификация методов выращивания пленок GeSi на подложках Si, построенная по принципу использования технических приемов, позволяющих получать ГС с приемлемыми структурными характеристиками. Метод, использующий рост пленок постоянного состава, является наиболее простым и открывает классификацию.

Дислокационная структура релаксированных пленок твердых растворов $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ довольно подробно исследовалась в последние 15 лет. Характерная плотность ПД в пленках постоянного состава и ее зависимость от состава x по литературным данным [16–27] представлена на рис. 5. Для слоев $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$ она находится на неприемлемом для применений уровне $10^8-10^9 \text{ см}^{-2}$. Наиболее распространенная температура роста таких гетероструктур — 550°C . Назовем такой вариант роста классическим. Большая плотность ПД в таких ГС обусловлена большой плотностью коротких

ДН, каждая из которых связана с поверхностью слоя парой „arms“ — пронизывающих дислокаций. По данным Hull *et al.* [16], даже на самой начальной стадии пластической релаксации, не превышающей 1%, плотность ПД в подобном образце находится на уровне 10^7 см^{-2} (соответственно такой же величины плотность зародившихся ДН), а к концу пластической релаксации плотность ПД возрастает до 10^8 см^{-2} (нижний и верхний обратные заштрихованные треугольники на рис. 5, соединенные стрелкой).

Для уменьшения плотности ПД в ГС традиционно используются буферные слои с переменным параметром решетки со ступенчато либо линейно нарастающим содержанием новой компоненты твердого раствора. За последние более чем 30 лет это наиболее удачный способ выращивания ГС — искусственных подложек. Так, например, он применяется для изготовления светодиодных матриц на гетероструктурах GaAsP/GaAs в промышленных масштабах. Основополагающие работы по этим гетероструктурам опубликованы еще в конце 60-х гг. [28,29]. Начало успешного выращивания ГС GeSi/Si с плавным изменением состава буферного слоя положила работа Fitzgerald *et al.* [30]. Данные по плотности ПД в слоях с градиентным буферным слоем $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, взятые из работы [31], представлены на рис. 5. Метод роста релаксированных ГС с градиентным буферным слоем дает удовлетворительные результаты, так как градиент состава выбирается малым

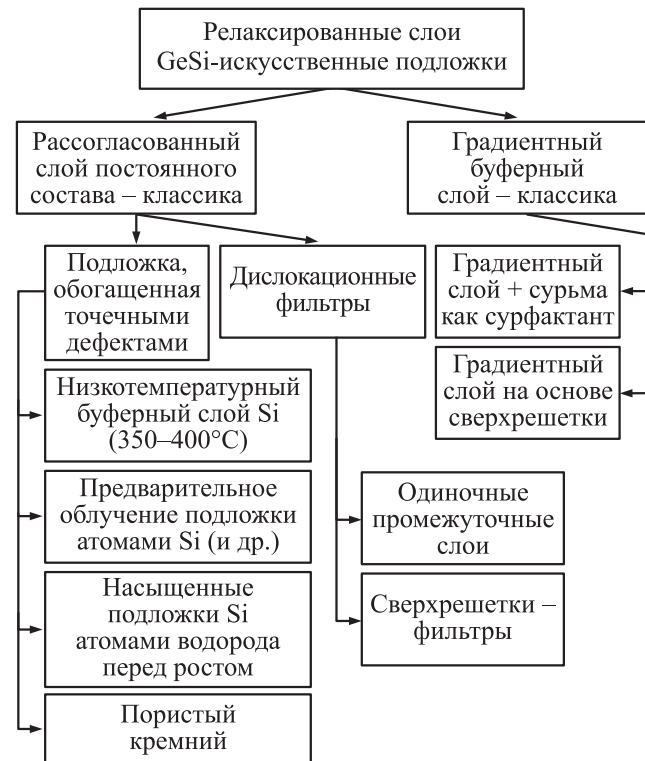


Рис. 4. Классификация методов выращивания пластически релаксированных пленок GeSi, способствующих понижению плотности пронизывающих дислокаций в ГС.

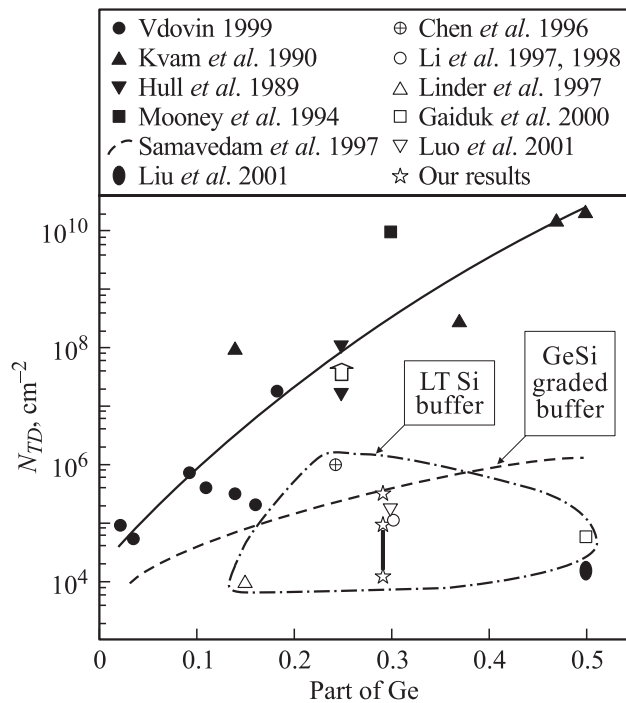


Рис. 5. Плотность пронизывающих дислокаций в пленках $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ по данным разных авторов. Сплошная линия — сопровождение для глаза, объединяет данные по росту слоев ступенчатого состава по „классическому“ режиму [16–19] (см. текст). Штриховая линия — плотность ПД в слоях, выращенных с использованием градиентного буфера [31]. Пунктирная линия оконтуривает данные по росту GeSi-слоев на LT Si-буфере [20–22,24–27,44]. Затухающий овал — градиентный GeSi-буфер + Sb (сурфактант) [62].

(~ 0.1 доли Ge/мкм), и только небольшая величина упругих деформаций присутствует в буферном слое в каждый момент времени. При определенном подборе величины изменения состава в буферном градиентном слое создаются наиболее благоприятные условия для зарождения и распространения ДН [8,32,33]: а) относительно малые напряжения в градиентном слое (зависят от крутизны градиента) являются причиной малой скорости зарождения ДН; б) ДН располагаются по всей толщине слоя переменного состава, что существенно уменьшает эффект блокирования движущейся ПД ортогонально расположенной ДН; в) присутствующий в приповерхностной области растущего градиентного слоя напряженный участок создает и непрерывно поддерживает движущую силу для скольжения ПД. В дополнение к этим особенностям авторы работы [34] вводят понятие самоорганизации сетки ДН в буферном слое переменного состава. Авторы предполагают, что именно этот фактор ответствен за малую плотность ПД у поверхности ГС, так как упорядочение дислокационной сетки увеличивает вероятность аннигиляции ПД.

К сожалению, при изменении и ужесточении современных требований к гетероструктурам преимущества переходных слоев с меняющимся параметром решетки

плавно переходят в их недостатки. Так как градиент состава выбирается малым (около 0.1 доли Ge/мкм), то: а) буферные слои толстые (1–10 мкм), что увеличивает время роста и потребление расходуемых материалов. (König в работе, посвященной прогнозу широкого применения гетероструктур [35], отмечает, что тонкий буферный слой около 100 нм был бы идеальным с экономической точки зрения); б) поверхностная шероховатость, накапливающаяся с толщиной и достигающая 30–40 нм [36] — серьезная проблема для использования слоев в современных технологиях; в) плотность дислокаций 10^6 – 10^7 см^{-2} , обнаруживаемая в твердых растворах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ с x более 0.5, все еще достаточно велика.

2.2.1. Методы, основанные на модификации структурных свойств подложки Si.

За последние годы оформилось несколько новых технических приемов создания искусственных подложек, существенно улучшающих результаты, достигнутые в классическом варианте применения ступенчатых по составу буферных слоев. В первую очередь следует отметить использование предварительно выращенного низкотемпературного слоя Si (LT Si), который даже при росте пленок GeSi постоянного состава на подложках Si дает хорошие результаты [20–24]. Этот метод в настоящее время является наиболее разработанным в группе методов (рис. 4), общим для которых является насыщение подложки точечными дефектами с целью их использования в качестве источников ДН. Основные методы этой группы представлены в левой вертикальной колонке рис. 4. Это — предварительное облучение подложки атомами Si и другими ионами [37], насыщение подложки атомами водорода перед ростом [38], использование в качестве подложки пористого кремния [39]. Более подробно эта группа методов изображена на рис. 6 совместно с характеристикой по трем главным параметрам качества искусственных подложек: темпу релаксации, конечной гладкости поверхности ГС и кристаллическому совершенству. Сравнительная оценка по параметру „темп пластической релаксации“ приводится на основе данных, содержащихся в цитируемых работах. Сравнение производилось с результатами, полученными на аналогичных слоях, выращенных по классическому ступенчатому варианту.

Предварительная бомбардировка подложки Si атомами Si (метод (b) [37] рис. 6) хоть и способствует увеличению темпа пластической релаксации слоев GeSi, однако по структурному совершенству таких ГС никаких преимуществ перед классическим ступенчатым ростом не имеет. Метод (c) рис. 6, предложенный Holländer *et al.* [40,41], неудобен тем, что имплантация водорода в подложку Si производится после выращивания GeSi-слоя, который должен оставаться псевдоморфным. Только после отжига такой композиции этот слой пластически релаксирует. Такая последовательность операций существенно ограничивает возможности метода как по

ПОДЛОЖКА С ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТЬЮ, ИСКУССТВЕННО НАСЫЩЕННОЙ ДЕФЕКТАМИ	Сравнение с классическими слоями со ступенчатым составом		
	Темп пластической релаксации	Гладкость поверхности слоя	Классическое совершенство (малая плотность ПД)
<i>a</i> Низкотемпературный эпитаксиальный слой Si (300–400°C) Н. Chen <i>et al.</i> [20] и последовавшие за этим работы	–	+	+
<i>b</i> Предварительная бомбардировка подложки Si атомами Si E. Kasper <i>et al.</i> [37]	+		–
<i>c</i> Имплантация водорода в подложку Si после роста псевдоморфного слоя GeSi с последующим отжигом (25 кэВ) B. Hollaender <i>et al.</i> [40]		+	+
<i>d</i> Внедрение водорода в подложку Si с помощью низко-энергетической водородной плазмы (10 эВ перед ростом) J. Kuchenbecker <i>et al.</i> [38]	+	+	+
<i>e</i> Пористый слой Si на поверхности подложки Si перед ростом напряженного слоя GeSi (Наши предложения)			
<i>f</i> Упорядоченная сетка винтовых дислокаций после „twist-bonding“ как источник дислокаций несоответствия (предложение) T.Y. Tan, U. Gösele [42]			

Рис. 6. Группа методов, основанных на предварительном создании точечных дефектов в интерфейсной области подложки и сравнительная оценка с „классикой“ по трем параметрам: темпом пластической релаксации, плотности пронизывающих дислокаций и гладкости поверхности.

толщине слоев, так и по составу. В методах (*e*) и (*f*) в качестве подложки, насыщенной точечными дефектами, предлагается использовать искусственно созданный слой пористого кремния или прослойку из винтовых дислокаций, созданных методом сращивания с разориентацией (twist-bonding) [42] (подробнее об этой технологии см. в разд. 3.2). Однако экспериментальная проверка этих предложений пока отсутствует.

Наиболее обещающими, судя по характеристикам сравнения, приведенным на рис. 6, являются методы (*a*) и (*d*) — использование низкотемпературного буферного слоя и насыщение подложки атомами водорода. Последний метод, однако, представлен пока только одной работой [38] и требуется его подтверждение и развитие другими исследованиями.

Метод роста на предварительно выращенном *LT* Si-буфере был продемонстрирован в работах [20–24], где, в частности, было показано, что полностью пластически релаксированные $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}/\text{Si}(001)$ пленки толщиной 0.5 мкм могут быть получены с плотностью ПД не более 10^5 см^{-2} . Эти данные по плотности ПД в структурах с подслоем *LT* Si по данным работ [20–27] выделены на рис. 5. Наблюдается существенное уменьшение плотности ПД в структурах GeSi/Si с подслоем *LT* Si даже по сравнению с гетероструктурами на основе градиентных буферных слоев. Причем толщина ГС существенно

меньше (ср. 0.5 и 3 мкм для $x = 0.3$). На рис. 7, *a* представлено электронно-микроскопическое изображение поперечного среза образца 300 нм $\text{Ge}_{0.29}\text{Si}_{0.71}$, выращенного на 50 нм *LT* Si. Видны ДН, лежащие в границе раздела, и отсутствуют пронизывающие дислокации. Также на рис. 7, *b* приведена оптическая микрофотография поверхности GeSi слоя того же образца после обработки в травителе Шиммеля [43]. Оценка плотности ПД с помощью анализа этих взаимодополняющих методов дает плотность ПД в интервале 10^4 – 10^5 см^{-2} . Так как низкотемпературная МЛЭ — процесс, протекающий в существенно неравновесных условиях, естественно было предположить [21], что слои, полученные при низкой температуре, будут содержать собственные точечные дефекты с повышенной концентрацией, которые и могут явиться основным фактором, способствующим получению пленок GeSi с малой плотностью ПД. Представления о механизмах, способствующих снижению плотности ПД при росте пленок GeSi на низкотемпературном буферном слое, пока наиболее богаты набором различных предположений, о чем более подробно будет сказано в разд. 2.3

Как будет видно далее, основной вклад в релаксацию большинства ГС вносят ДН, размножающиеся из одного источника. Близкорасположенные в результате длительной работы такого источника дислокации несоответ-

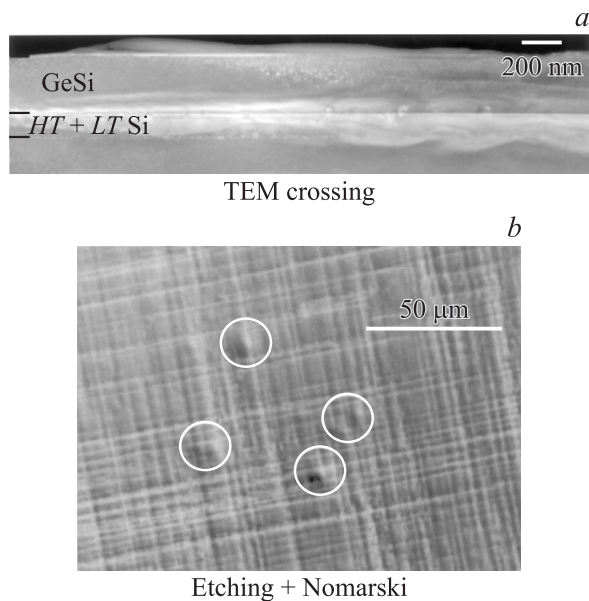


Рис. 7. Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза (a) образца 300 нм $\text{Ge}_{0.29}\text{Si}_{0.71}/\text{Si}(001)$ с низкотемпературным подслоем 50 нм кремния (LT Si) и поверхность образца после обработки в травителе Шиммеля (b). Кружками выделены дислокационные ямки. Съемка поперечного среза выполнена А.К. Гутаковским.

ствия с одинаковыми векторами Бюргера являются основной причиной образования повышенной шероховатости поверхности пленки — высоких холмов, которые являются местами стопорения ПД. Этот механизм создания неподвижных ПД является, по данным Fitzgerald *et al.* [31,32], одним из основных препятствий получения совершенных пленок GeSi на основе градиентных слоев. Протяженный градиентный буферный слой необходим для понижения плотности источников ДН (см. выше). С другой стороны, он обеспечивает пластическую релаксацию пленки с малым количеством источников за счет большой степени размножения дислокаций, следствием чего и является недопустимая по современным требованиям шероховатость поверхности GeSi-слоя и относительно высокая плотность ПД. Пленки, выращенные с использованием низкотемпературного буферного слоя, имеют меньшую шероховатость поверхности [22,44]. Предполагается, что этот эффект обусловлен более однородным распределением дислокационных источников при использовании низкотемпературного буфера и соответственно меньшей степенью размножения каждого из них.

2.2.2. Дислокационные фильтры. Работы, направленные на снижение плотности пронизывающих дислокаций с помощью так называемых дислокационных фильтров, представляющих собой слои с иными структурными характеристиками, имеют давнюю историю [45] и проводились в основном при росте пленок

твердых растворов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ [46–49] и GaAs/Si [50–52]. Предполагается, что фильтрующие свойства отдельных напряженных слоев основаны на эффекте изгиба ПД под действием тангенциально направленных сил [45] аналогично тому, как это происходит при образовании ДН из прорастающей из подложки дислокации (см. модель Matthews [53]). Логичным было далее использовать для понижения плотности ПД не один напряженный слой, а их систему — напряженную сверхрешетку (СР). Однако первоначальное объяснение фильтрующего действия СР изгибом ПД за счет только напряжений в свете современных данных является неполным и даже в какой-то степени противоречивым. Действительно, напряженный слой способствует изгибу ПД, однако известно, что компенсированные и даже ненапряженные СР (типа $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$) также являются эффективными дислокационными фильтрами [47,50]. Предполагается [52], что встроенное электрическое поле в СР со слоями, существенно отличающимися по электрофизическим параметрам, является важным фактором взаимодействия ПД и СР. Это взаимодействие создает неустойчивость дислокационного сегмента и способствует увеличению вероятности образования двойного излома на линии дислокации, увеличивая скорость ее движения в тангенциальном направлении.

Использование напряженных слоев в качестве дислокационных фильтров демонстрируется следующими результатами. Takano *et al.* [54] выращивали GaAs на кремниевых подложках с промежуточным слоем $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (x до 0.15). Этот слой, имея параметр решетки больший, чем у GaAs, понижает плотность ПД до 10^6 см^{-2} . Плотность ПД уменьшилась почти на 2 порядка по сравнению со случаем без „вставки“. Sakai *et al.* [55] использовали для тех же целей 5 нм пленку Si, помещенную в слой $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}/\text{Si}(001)$. В работе Luo *et al.* [56] промежуточный слой Si имел толщину 50 нм. В обоих случаях наблюдалось понижение плотности ПД приблизительно на 2 порядка.

Ненапряженные одиночные слои также эффективны в качестве дислокационных фильтров. Так, в работе [57] описано выращивание твердого раствора $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}/\text{Si}(001)$ через промежуточные слои в 10, 15, 20 и 25% Ge. Плотность ПД в верхнем слое составляла 10^7 см^{-2} . После того, как в каждый промежуточный слой твердого раствора GeSi был „вставлен“ согласованный с ним тройной твердый раствор GeSiC, плотность ПД снизилась до величины менее 10^5 см^{-2} . Аналогичное понижение плотности ПД продемонстрировано в работе [58]. Здесь в среднюю часть слоя твердого раствора $\text{Ge}_{0.2}\text{Si}_{0.8}/\text{Si}(001)$ толщиной 400 нм „вставлялся“ 100 нм слой того же состава, но выращенный при более низкой температуре (750 и 500°C соответственно). Эти два последних примера характерны тем, что так называемые вставки имели тот же параметр решетки, что и основные слои, и, несмотря на отсутствие дополнительных изгибающих сил для ПД, служили дислокационными фильтрами. Эти примеры свидетельствуют о более сложном

характере взаимодействия ПД и дополнительных слоев, свойства которых отличаются от свойств основного наращиваемого материала.

2.2.3. Развитие градиентных методов. Как уже отмечалось выше, метод использования градиентного буферного слоя до сих пор является основным в получении искусственных подложек. Fitzgerald *et al.* в ряде работ [31,32,36,59] показали, что сравнительно высокая плотность ПД ($\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$ для $x = 0.3-0.5$ и более высокая для $x \sim 1$) объясняется стопорением (или захватом) движущихся дислокаций на буграх и впадинах шероховатой поверхности. Улучшение характеристик этого метода лежит на пути улучшения гладкости растущей поверхности. Впечатляющие результаты демонстрируются в работах [60–62], в которых дополнительно к градиенту состава используется моноатомный слой Sb, стабилизирующий планарность растущей поверхности. Сурьма, являясь поверхностно активной примесью, оказывает выглаживающий эффект на растущую поверхность, вследствие сегрегации оставаясь на поверхности в течение всего процесса роста. Благодаря этому авторам удалось существенно увеличить крутизну градиента в буферном слое и одновременно улучшить структурные характеристики такой искусственной подложки. Поверхностная шероховатость составила 2–5 нм (15 нм — на контрольном образце без использования Sb) [61]. На рис. 8 схематически представлены характеристики полученных авторами образцов в сравнении с классическим вариантом, разработанным Samavedam *et al.* [31].

Другим путем улучшения характеристик искусственных подложек является использование в качестве градиентного буфера так называемых короткопериодных градиентных сверхрешеток [63–66]. На рис. 9 схематически представлено распределение состава GeSi по толщине такого образца, взятое из работы Obata *et al.* [64]. Переходный градиентный слой состоит из пакетов короткопериодных СР на основе монослоев Ge и Si, средний состав которых возрастает с ростом толщины буферного слоя. Составы крайних из них приведены на рис. 9.

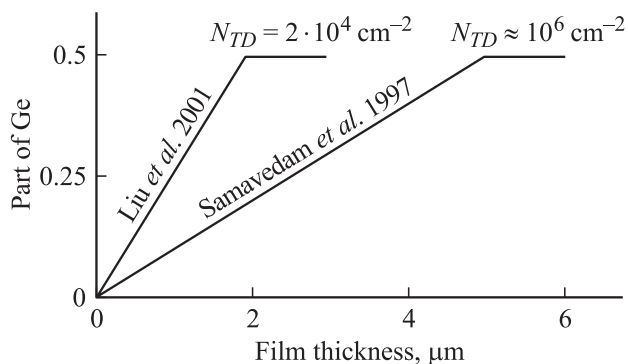


Рис. 8. Линейное увеличение доли Ge в буферном слое: Samavedam *et al.* [31] — классика, Liu *et al.* — сурьма как сурфактант [60–62]. Схема.

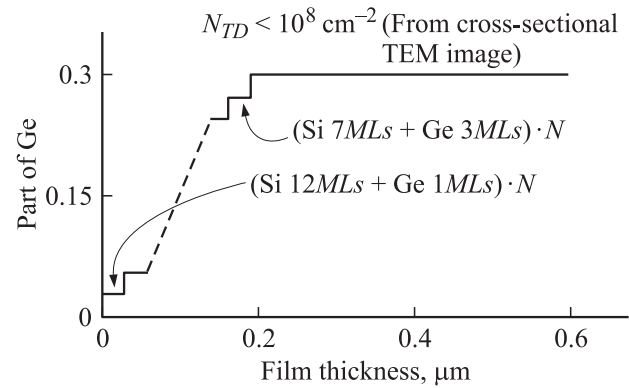


Рис. 9. Буферный слой — градиентная короткопериодная сверхрешетка (по Obata *et al.* [64]).

Использование градиентных СР позволяет существенно уменьшить необходимую толщину градиентного слоя (в данном случае это 0.2 мкм, ср. с 3 мкм в классическом варианте на рис. 8), сохранить или улучшить гладкость растущей поверхности и, предположительно, уменьшить плотность ПД. Достигнутое улучшение характеристик можно объяснить двумя причинами. Известно, что промежуточные слои Si в СР обладают выглаживающим действием [67–69]. Соответственно гладкость поверхности искусственных подложек со СР улучшается на порядок по сравнению с классическими структурами с плавным градиентом состава (например, 1–2 нм по данным работ Rahman *et al.* [65,66]). Далее разумно предположить, что наличие в СР резких переходов между слоями, существенно отличающимися по составу и по параметру решетки, должно создать благоприятные условия для зарождения ДН и особенно для „разбега-ния“ пронизывающих сегментов (об этом говорилось выше). В работе Obata *et al.* [64] совершенство структуры искусственных подложек оценивалось по отсутствию ПД на электронно-микроскопическом изображении поперечного среза длиной около 1 мкм, что не позволяет привести значения менее 10^8 см^{-2} . В то же время оценка плотности ПД по изображениям поверхности слоя $\text{Ge}_{0.25}\text{Si}_{0.75}$ с помощью атомной силовой микроскопии, приводимым Rahman *et al.* [66], дает величины порядка и менее 10^5 см^{-2} .

Таким образом, анализируя современные методы создания искусственных подложек за счет пластической релаксации слоев с иным параметром решетки, следует признать относительно проработанными и наиболее перспективными следующие. Это использование: а) низкотемпературных буферных слоев, б) градиентных слоев с Sb как сурфактантом, в) градиентных сверхрешеток и, возможно, комбинации методов. Так, например, в работе Bozzo *et al.* [70] сообщается об использовании градиентного буферного слоя GeSi, оканчивающегося дислокационным фильтром на основе СР. Плотности ПД в слоях $\text{Ge}_{0.25}\text{Si}_{0.75}/\text{Si}$ были снижены до $10^3-10^5 \text{ см}^{-2}$.

2.3. Возможные механизмы реализации малой плотности прорастающих дислокаций в пластически релаксированных пленках на примере гетероструктур GeSi/LT Si

2.3.1. Темп релаксации и первичная плотность дислокаций несоответствия. Как отмечалось ранее, под темпом пластической релаксации мы понимаем скорость уменьшения остаточных упругих деформаций с ростом толщины пленки. На рис. 10 представлена зависимость нормированной величины остаточной упругой деформации в пленке $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}/\text{Si}(001)$ от ее толщины, рассчитанная по равновесной модели Ну [12], (выражение (6)). Там же приведены теоретические зависимости общепринятой на сегодняшний день модели Gillard–Nix–Freund (GNF) [6] для $x = 0.35$. Авторы GNF вводят так называемый блокирующий потенциал ортогональной сетки ДН, поле напряжений которого рассчитывается с учетом краевой и винтовой компонент 60° -х ДН. Этот потенциал уменьшает эффективную толщину растущей напряженной пленки, уменьшая тем самым движущую силу, способствующую „разбеганию“ ПД. Заштрихованная область представляет область расположения расчетных зависимостей для 4-х комбинаций векторов Бюргерса. Экспериментальные точки взяты из той же работы Gillard *et al.* [6], а также из других работ [26,27,55,71,72]. Видно, что в целом расчетные зависимости модели GNF близки к большинству экспериментальных данных, однако последние находятся си-

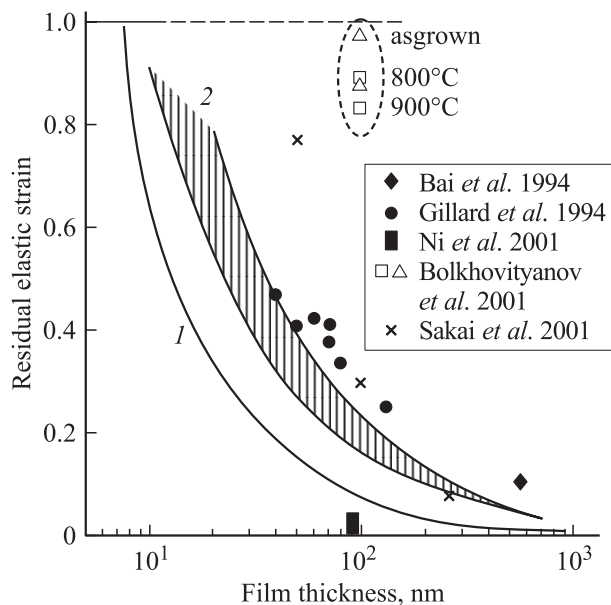


Рис. 10. Нормированные остаточные упругие деформации в пленках $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ в зависимости от толщины слоя. Сравнение расчетных и экспериментальных данных. Кривая 1 — равновесный вариант по Ну [12], заштрихованная область 2 — группа зависимостей, рассчитанных Gillard *et al.* [6]. Экспериментальные точки из работ [6,55,71,72]. Штриховым овалом выделены точки слабо релаксирующих пленок $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{LT Si}/\text{Si}(001)$ [26,27].

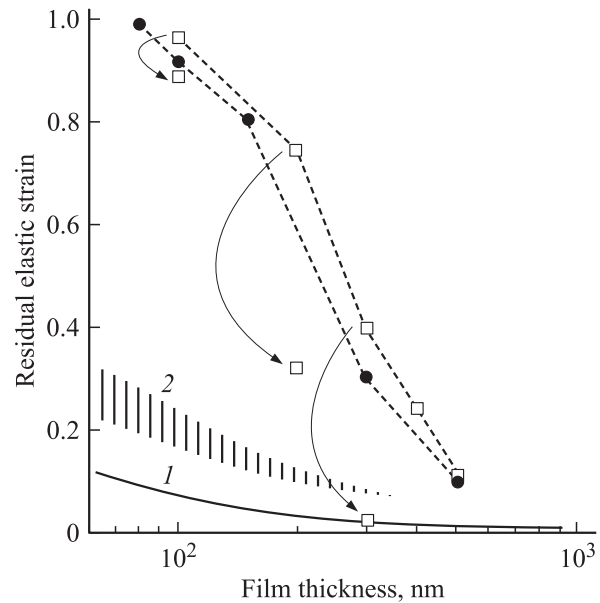


Рис. 11. Нормированные остаточные упругие деформации в пленках $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}/\text{Si}(001)$, выращенных на низкотемпературном буфере Si в зависимости от толщины пленки GeSi. Темные кружки — данные из работ [22,24]. Квадраты — наши данные [26,27]. Изогнутыми стрелками показано уменьшение остаточных упругих деформаций после отжига ГС при 800°C в течение 1 ч. Зависимости 1 и 2 — часть тех же, что и на рис. 10.

стематически выше. Некоторые экспериментальные точки существенно отклоняются как в сторону малых, так и в сторону больших величин релаксации. Это связано с особенностями выращивания конкретных пленок GeSi и будет обсуждено далее.

Как видно из рис. 10, пленки GeSi толщиной 100 нм, выращенные на LT Si-буфере, релаксируют не более чем на 15–20%, несмотря на продолжительные отжиги при 800 – 900°C . Степень релаксации, однако, резко возрастает с увеличением толщины пленки твердого раствора. Так, на рис. 11, построенном в тех же координатах, что и рис. 10, приведены две группы экспериментальных результатов по пластической релаксации пленок $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}/\text{Si}(001)$, выращенных на низкотемпературном буфере Si при температуре 350°C [26,27] и 550°C [22,24]. Наблюдается резкое увеличение степени пластической релаксации таких пленок уже при температурах роста, если их толщина превышает 100 нм. Отжиг дополнительно снижает остаточные упругие деформации в таких пленках.

Общепризнанным является положение о том, что основная часть пластической релаксации напряженных пленок происходит за счет увеличения плотности ДН через их размножение. Beanland [73] обращает внимание на две волны пластической релаксации напряженного слоя: первая, проходящая при малых толщинах слоя, обусловлена первичными источниками и, по разным оценкам, составляет 10–20% полной ее величи-

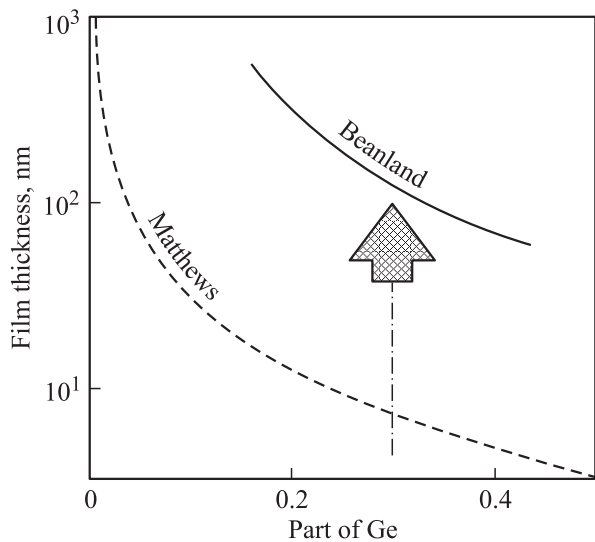


Рис. 12. Расчетная по Beanland [73] критическая толщина начала действия источника дислокаций Франка-Рида в зависимости от состава пленки GeSi. Сравнение с классической зависимостью критической толщины введения ДН по Matthews, Blakeslee [7,14].

ны. Вторая развивается на основе вторичных источников, связанных с различными вариантами размножения дислокаций.

Согласно Beanland [73], для запуска вторичных источников необходимым условием является толщина пленки, существенно превышающая критическую. На рис. 12 на „фоне“ кривой для критических толщин введения ДН по Matthews, Blakeslee [7,14] приведено расчетное значение толщины пленки, при которой становится возможной работа источника Франка-Рида по Beanland [73] и соответственно размножение ДН. Видно, что для составов $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ с x , близким к 0.3, оценочная толщина начала размножения ДН равна или более 100 нм (стрелка на рис. 12). Таким образом, пленки $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}/\text{LT Si}/\text{Si}(001)$ толщиной 100 нм, особенности пластической релаксации которых приведены на рис. 10, находятся в области толщин либо на грани, либо еще недостаточных для „запуска“ механизмов пластической релаксации через размножение ДН, а плотность первичных центров зарождения ДН мала. На рис. 13 представлена оптическая микрофотография поверхности пленки $\text{Ge}_{0.29}\text{Si}_{0.71}/\text{Si}(001)$ толщиной 100 нм, выращенной при 350°C [26,27]. После обработки образца в разбавленном травителе Шиммеля [43] на поверхности пленки наблюдаются следы ступеней от ДН и ямки, соответствующие ПД. С учетом того что степень пластической релаксации в этой пленке составляет не более 5%, можно предположить, что плотность ПД, равная $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$, отражает практически такую же плотность ДН. Эта величина на 2 порядка меньше плотности ПД в пленках GeSi (точки на рис. 5, соединенные стрелкой), выращенных в стандартных условиях со степенью релаксации, не

превышающей 1% [16]. Следовательно, в условиях роста пленки GeSi при низких температурах (в данном случае 350°C) плотности ДН и ПД на 2 порядка ниже, чем в классике [16], а скорость скольжения ПД больше, так как степень пластической релаксации больше. Как видно из рис. 11, релаксация основной доли пластической релаксации происходит в более толстых пленках (200 и 300 нм), что естественно связать с размножением ДН.

Легко предположить, что для увеличения темпа пластической релаксации пленок свыше „классического“, попадающего в область зависимостей 2 на рис. 10, необходимо существенно увеличить начальную плотность центров зарождения ДН. Этот тезис подтверждается экспериментальной точкой Ni *et al.* [71], представленной на рис. 10. В этой, а также в предыдущей работе Bauer *et al.* [74] показано, что в слое GeSi, выращенном при супернизких температурах (150°C), а затем отожженном, темп релаксации очень высокий: экспериментальная точка из работ этих авторов соответствует 100% релаксации для слоя толщиной 90 нм. Причиной этого, по-видимому, является тот факт, что на начальном этапе рост проводился при температуре, близкой к аморфизации [71] растущего слоя. Такой слой содержит большую концентрацию точечных дефектов, достаточную для зарождения ДН большой плотности. В то же время плотность ПД в таких слоях, оцененная на основе анализа электронно-микроскопических изображений, приводимых теми же авторами [74], превышает 10^{10} см^{-2} . Таким образом, супервысокая плотность дефектов в слое GeSi способствует образованию ДН большой плотности и соответственно высокому темпу пластической релаксации. Однако результатом этого является большая плотность ПД.

Можно предположить, что должны существовать оптимальные условия роста для создания релаксированных пленок GeSi с малой плотностью ПД. Так, в

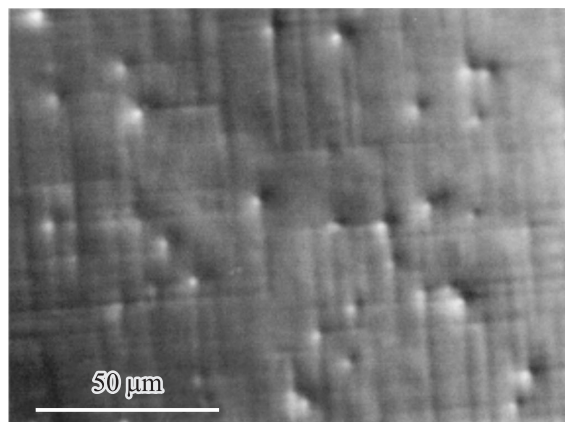


Рис. 13. Пронизывающие дислокации (ямки) на поверхности слоя $\text{Ge}_{0.29}\text{Si}_{0.71}/\text{Si}(001)$ после обработки в травителе Шиммеля. Толщина слоя GeSi — 100 нм, температура роста — 350°C , величина пластической релаксации — 5%.

работе Luo *et al.* [44] показано, что 400°C является наиболее благоприятной температурой роста буферного *LT* Si-слоя для последующей эпитаксии слоев GeSi с малой плотностью ПД. Исследования с помощью позитронной аннигиляционной спектроскопии [75–77] показали, что при низкотемпературной эпитаксии кремния и его твердых растворов с германием (200–400°C) выращенные слои содержат дефекты вакансионного типа высокой ($\sim 10^{17}$ – 10^{18} см⁻³) концентрации. По данным Ueno *et al.* [77] в слое Si, выращенном при 400°C, наблюдался наибольший размер вакансионного кластера (более 10 вакансий). Именно при этой температуре и выращивали буферный *LT* Si-слой первооткрыватели этого способа получения пленок GeSi с малой плотностью ПД — Chen *et al.* [20].

2.3.2. Скорость движения ПД. Величина остаточных упругих деформаций будет приблизительно одинакова в слоях с высокой плотностью „коротких“ сегментов ДН и в слоях с низкой плотностью протяженных ДН. Очевидно, однако, что в первом случае плотность ПД будет выше. Следовательно, предпочтительным является совмещение малой скорости зарождения ДН с высокой скоростью разбегания ПД. Таким образом, необходимо иметь возможность раздельного управления обоими процессами. Следует отметить, что в большинстве работ, посвященных обсуждению механизмов, способствующих получению ГС с пониженной плотностью ПД, основной упор делается на предположение об увеличении аннигиляции пронизывающих дислокаций и совершенно не учитывается возможность увеличения их скорости скольжения. Логично предположить, что в варианте с подслоем *LT* Si наличие большой концентрации дефектов вакансионного типа [77], диффундирующих из *LT* Si и скапливающихся в области расположения ДН, может уменьшить величину энергии дислокационного ядра [78]. Дополнительные аргументы можно почерпнуть из работы Феединой с соавт. [79], в которой показано экспериментально, что, в условиях большой концентрации точечных дефектов, в дефектной области кристалла образуются микрообласти с отсутствием „болтающихся“ связей, а вектор смещения дефекта уменьшается. Тем самым линейное натяжение удлиняющегося отрезка ДН, т.е. правая часть выражения (1), уменьшается и соответственно увеличивается скорость „разбегания“ ПД. Косвенным подтверждением возможности такого механизма могут также служить данные об увеличении на 2 порядка скорости движения дислокаций в кремнии, насыщенном водородом [80].

Еще одно подтверждение возможности такого механизма можно извлечь, вновь обратив внимание на экспериментальную точку Ni *et al.* [71], приведенную на рис. 10. Как видно из рисунка, эта экспериментальная точка находится заметно ниже зависимости для равновесных критических толщин по Hu [12], т.е. попадает в область, в которой 100% степень релаксации

энергетически невыгодна. Если результат в [71,74] определен надежно, то такое несоответствие эксперимента и рассчитанной по Hu [12] зависимости можно объяснить существенным уменьшением работы, необходимой для образования единицы длины новой ДН (правая часть выражения (1)). В этих условиях, согласно выражению (1), критические толшины введения ДН становятся меньше, чем в стандартно выращенных слоях GeSi. При этом новая расчетная зависимость для критических толщин должна располагаться ниже классической, изображенной на рис. 10.

Приведенные предположения связывают увеличение скорости движения ПД с изменением величины эффективного сдвигового напряжения τ_{eff} в выражении (4). Можно предположить и другую возможность. Изменение скорости скольжения дислокации может быть связано также с изменением энергии активации этого процесса. Как известно, общепризнанной моделью движения дислокаций является модель, основанная на формировании двойных [81] и одианарных дислокационных изломов (double kink and single kink model). По причине термических флуктуаций или действия напряжений двойной излом (DK) может зародиться на дислокационной линии. После достижения критического размера DK диссоциирует на два одианарных излома (SK), которые „разбегаются“ в противоположных направлениях, что в конечном счете приводит к переходу дислокационной линии в соседнюю долину энергетического рельефа. Таким образом, величина скорости скольжения дислокации контролируется энергией формирования излома F_k и величиной энергетического барьера миграции излома W_m . Ранее обсуждавшаяся энергия активации движения дислокации в выражении (4) состоит из двух частей: $E_v = 2F_k + W_m$ — энергии активации образованного двойного излома и энергии активации миграции излома. Из измерений скорости движения дислокаций в напряженных структурах найдены величины энергии активации движения 60°-х дислокаций E_v , находящиеся вблизи 2.2 эВ для Si и GeSi [4,16,82,83]. В GaAs эти величины заметно меньше: 0.89–1.3 эВ для α -дислокаций и 1.24–1.57 эВ для β -дислокаций [82] (что, по нашему мнению, является одной из главных причин более ранних и стабильных успехов в получении совершенных искусственных подложек в системе соединений III–V по сравнению с GeSi). Gottschalk *et al.* [84] дают подборку экспериментальных результатов по определению F_k и W_m : для Si W_m находится в пределах 1.2–1.8 эВ и для F_k — 0.4–0.7 эВ.

Эти энергии измерены и рассчитаны для полупроводников Si и GaAs, находящихся в стандартном кристаллическом состоянии. Однако их величины могут измениться и стать меньше в условиях сильного обогащения растущего слоя точечными дефектами. Соответственно возрастает скорость движения ПД. Так, в работе [82] отмечается, что энергия активации движения дислокаций, по данным расчетов и экспериментальных исследований, меньше в легированном кремнии. Yamashita *et al.* [80]

сообщают, что после насыщения кремния атомарным водородом энергия активации скольжения дислокаций уменьшилась с 2.2 до 1.2 эВ, а скорость их движения возросла на 2 порядка. Поэтому уменьшение величин как F_k , так и W_m под влиянием большой концентрации точечных дефектов можно принять как разумное предположение. Заметим, что „вставленный“ в процессе роста внутрь основной пленки тонкий слой иного состава [54–57] или низкотемпературная прослойка [58] того же состава могут играть ту же роль, увеличивая вероятность образования двойной ступени на линии дислокации, увеличивая тем самым скорость движения ПД. В этих цитируемых работах также наблюдалась пониженная плотность ПД по сравнению со слоями без вставок.

2.3.3. Улучшение условий аннигиляции ПД.

Скорость аннигиляции ПД может возрасти из-за увеличения радиуса взаимодействия ПД, распространяющихся в близких плоскостях скольжения, что также связывается с наличием большой концентрации точечных дефектов [37]. Обычно процесс роста напряженных слоев проводится при температуре, когда переползанием дислокаций можно пренебречь. Высокая концентрация точечных дефектов, образовавшихся вследствие облучения или выращивания низкотемпературного буферного слоя, повышает вероятность „включения“ этого механизма в процесс аннигиляции прорастающих дислокаций, находящихся в близкорасположенных плоскостях скольжения. Предположение о возникновении на ранней стадии пластической релаксации упорядоченной сетки ДН также подразумевает появление дополнительных условий, способствующих аннигиляции ПД [25,41]. Если Trinkaus *et al.* [41] предполагают некое упорядочение ДН, обусловленное их зарождением на микропустотах, образовавшихся после имплантации водорода под предварительно выращенный первоначально псевдоморфный слой GeSi, то в работе Gaiduk *et al.* [25] и последовавших следом наших работах [26,27] предложена более стройная модель, которой посвящен следующий параграф.

2.3.4. Упорядоченная сетка ДН. Предположение заключается в том, что подслоем низкотемпературного кремния, обогащенный точечными дефектами, может служить источником для зарождения и развития упорядоченной сетки ДН. Смысл упорядочения заключается в том, что такая сетка должна формироваться из дислокаций только такого типа, реакции между которыми являются энергетически выгодными и приводят к аннигиляции ПД. Ключевым в этой проблеме является вопрос о свойствах источников, необходимых для зарождения дислокаций несоответствия.

Разумно предположить, что при уменьшении плотности первичных гетерогенных источников зарождения ДН, связанных с различными неоднородностями поверхности подложки, основным источником зарождения

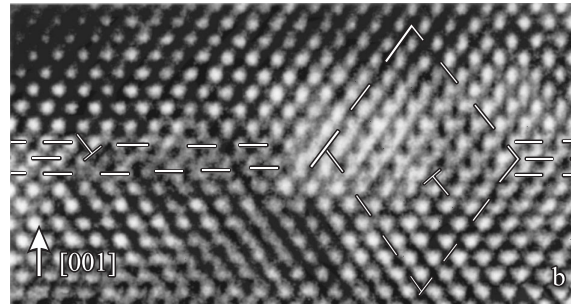


Рис. 14. HRTEM-изображение дислокационного диполя в плоскости (001). Вокруг правого ядра дислокационного диполя обведен контур Бюргерса. Начальное рассогласование — 0.9%. Фотография предоставлена Л. Фединой (с разрешения авторов [88]).

ДН становятся ассоциации собственных дефектов в интерфейсной области ГС. Их количество и атомная структура определяются условиями выращивания низкотемпературного буферного слоя Si и прилегающей части напряженного слоя GeSi (или структурным состоянием подложки Si после ее облучения). Известно [85,86], что при отжиге кремния, обогащенного точечными дефектами, образуются специфические образования: rodlike defects {311}. Они распространяются вдоль направлений (110) и состоят из межузельных атомов, расположенных на плоскостях {311} в виде монослоя гексагонального кремния. При определенных условиях эти дефекты становятся источниками дислокационных петель [87]. Формирование вакансий в плоскости, параллельной границе раздела, а затем и образование диполей 60°-х дислокаций наблюдалось при непосредственном облучении псевдоморфных слоев GeSi/Si(001) электронами в высокоразрешающем электронном микроскопе (рис. 14) [88].

Гетерогенные источники дислокаций на поверхности подложки формируются до начала выращивания напряженного слоя и существуют независимо от его наличия. Эти источники активизируются как при повышении температуры, так и при увеличении толщины псевдоморфного слоя, превышающей критическую, создавая, как обычно предполагается, в релаксирующей пленке полный набор дислокационных систем. Кластеры, представляющие скопления точечных дефектов, первоначально отсутствуют в *LT* Si (или *LT* GeSi), а затем формируются в определенных условиях, в частности, при наличии поля внутренних напряжений в процессе роста напряженного слоя. Можно предположить, что при их формировании в присутствии биаксиального поля напряжений появляется запрет на разнообразие кристаллографических форм этих дефектов. В условиях плосконапряженного состояния гетеросистемы происходит упорядочение кластеров как по их кристаллографической ориентации, так и по пространственному распределению. В результате формируются кластеры

Таблица 1. Факторы, способствующие понижению плотности пронизывающих дислокаций в релаксированных слоях с несоответствием параметров решетки, и их реализация в методах

Метод	Фактор						Количество публикаций
	Понижение плотности первичных ДН	Увеличение скорости „разбега“, ПД	Улучшение условий аннигиляции ПД	Упорядоченная сетка ДН, способствующая аннигиляции ПД	Уменьшение захвата ПД шероховатой поверхностью	Уменьшение стопорения ПД дислокациями несоответствия	
1. Градиентный буфер (классика)	Эксперимент и теория [8,32,33]	Постоянная скорость, основы модели [33]		Предположение [34]		Основы модели [33]	> 10
2. Градиентный буфер с Sb (сурфактант)	Из основ модели [33]	Постоянная скорость, основы модели [33]			Улучшение гладкости, эксперимент [61]	Основы модели [33]	3
3. Градиентный буфер на основе короткопериодных сверхрешеток	Следует ожидать на основе модели [33]	Следует ожидать на основе предположений [52]			Косвенные доказательства, данный обзор	Возможно, так как ДН располагаются в разных плоскостях	4
4. Фильтры на основе сверхрешеток		Предположение [52]	Предположение [8,52]				2
5. Одиночные слои-вставки		Предположение, данный обзор	Предположение [45]		Предположение [55]		4
6. Низкотемпературный буферный слой	Эксперимент [26,27]	Предположение на основе косвенных фактов [79], данный обзор	Предположение [37]	Предположение [25–27]	Предположение [22,24]		> 10
7. Насыщение подложки Si водородом		Эксперимент [80]					2
8. Имплантация водорода под псевдоморфный слой GeSi + отжиг				Предположение [41]			3

выделенной кристаллографии, благоприятные для последующего формирования ДН меньшего количества семейства, или, как отмечают Gaiduk *et al.* [25], „возникает самоорганизованная сетка первичных дислокаций“. При этом скорость аннигиляции ПД должна резко возрасти по сравнению с классическим случаем (понижение плотности ПД обратно пропорционально толщине пленки [89]), что в конечном счете приводит к меньшей плотности ПД.

Таким образом, под эффектом самоорганизации первичной сетки ДН в данном случае понимается следующая цепочка событий: точечные дефекты, присутствующие в *LT* Si и(или) *LT* GeSi, в процессе роста псевдоморфного слоя GeSi фомируются в кластеры в районе гетерограницы, на основе последних зарождаются 60°-е ДН. Ключевым фактором этого процесса является то, что эти структурные преобразования осу-

ществляются под воздействием поля напряжений растущего псевдоморфного слоя твердого раствора. Несмотря на непротиворечивость логики модели, предполагающей упорядочение ДН на начальном этапе формирования дислокационной сетки и, как следствие, увеличение вероятности аннигиляции ПД, прямые наблюдения, доказывающие возможность такого механизма, в литературе отсутствуют.

2.4. Основные пути получения искусственных подложек на основе пластической релаксации ГС

Таким образом, после более чем 20-летних попыток выращивания совершенных гетероструктур GeSi/Si с пленками постоянного состава их кристаллическое совершенство остается далеким от желаемого. Это вы-

ражается в большой плотности ПД, которая растет с увеличением доли Ge, что отражает сплошная кривая на рис. 5. С увеличением рассогласования параметров решетки пленки и подложки увеличивается скорость скольжения пронизывающих дислокаций, но и возрастает их количество. Наблюдаемая высокая плотность ПД, по нашему мнению, обусловлена связанным общими „движущими силами“, меняющимся в узких пределах, соотношением плотностей зарождающихся ДН и скоростей „разбегания“ пронизывающих сегментов в гетероструктурах GeSi, выращенных в сходных условиях (стандартные подложки Si, общепринятые условия роста GeSi-пленок).

Разработанные в последние годы новые приемы обработки подложек и новые условия роста пленок позволили осуществить раздельное воздействие на эти процессы, что и привело к улучшению кристаллического качества выращиваемых пленок GeSi. Так, плотность центров гетерогенного зарождения ДН может быть существенно уменьшена тщательной предэпитаксиальной обработкой поверхности подложек и наращиванием буферного слоя Si (50–100 нм толщиной), отодвигающего границу раздела GeSi/Si от поверхности подложки. Как следует из приведенных выше рассуждений, скорость „разбегания“ ПД может быть увеличена введением различными способами точечных дефектов в подложку и интерфейсную область гетероструктуры, организацией „вставок“ внутри ГС в виде отдельных слоев или сверхрешеток. Влияние этих приемов на существенное увеличение скорости скольжения ПД зафиксировано пока только в экспериментах по насыщению подложки Si атомами водорода [80]. В остальных случаях это влияние находится в рамках разумных предположений, основанных на анализе экспериментальных результатов по улучшению структурных свойств ГС.

В табл. 1 приведено сопоставление новых методик с возможными механизмами понижения плотности ПД, обсуждавшимися выше. Видно, что в подавляющем большинстве случаев объяснение положительного эффекта действия какого-то фактора носит предположительный характер. Таким образом, эти новые методы нуждаются в более глубоких экспериментальных исследованиях с целью выяснения конкретных механизмов, приводящих к улучшению структурных свойств релаксированных пленок GeSi.

Тем не менее, если обобщить анализ вышерассмотренных экспериментальных результатов, проведенный совместно с основными положениями теории пластической релаксации гетероэпитаксиальных пленок, то просматриваются следующие пути, способствующие уменьшению плотности ПД в релаксированных пленках и приемлемому морфологическому качеству последних:

а) плотность ДН, обусловленная активацией первичных центров зарождения ДН, должна быть малой ($\sim 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-2}$), что обеспечивается тщательной предэпитаксиальной подготовкой подложек, отсутствием

загрязнений во время роста, наращиванием буферного слоя Si;

б) необходимо создание условий для активизации движения ПД, увеличения и(или) поддержания на приемлемом уровне скорости их распространения. Предлагаемые приемы: введение точечных дефектов большой концентрации, создание дополнительных неоднородностей в выращиваемых пленках за счет одиночных слоев иного состава или сверхрешеток;

в) необходимо создание условий для увеличения вероятности аннигиляции ПД (предположительно этому может способствовать большая концентрация точечных дефектов и упорядочение дислокационной сетки);

г) особое внимание должно быть обращено на двумерность механизма роста и планарность растущей поверхности. Этому способствуют вставленные в пленку тонкие слои чистого Si или короткопериодные (градиентные) СР, выглаживающие поверхность, а также использование сурьмы как сурфактанта.

Исходя из этих особенностей и следует конструировать режимы роста ГС, предназначенные для использования в качестве искусственных подложек.

3. «Податливые» и «мягкие подложки» — ожидания и реальность

3.1. Основные положения

Идея применения податливой подложки основана на эффекте, связанном с перераспределением упругих деформаций между псевдоморфным слоем и подложкой, если толщина последней сравнима с толщиной растущего слоя (см., например, монографию Тхорика [90]). На рис. 15 представлена схема структуры, в которой этот эффект может быть использован. Предполагается, что тонкая мембрана, играющая роль податливой подложки, может свободно перемещаться в латеральном направлении, тем не менее не отрываясь от поддерживающей толстой подложки. Деформации в псевдоморфном слое с учетом толщины подложки записываются следу-

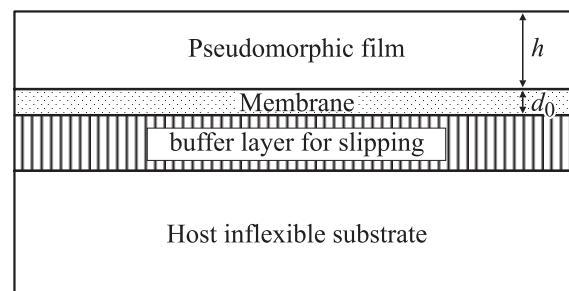


Рис. 15. Схематическая модель гетероструктуры, включающая тонкую мембрану, способную скользить вдоль поддерживающей подложки.

ющим образом [90]:

$$\varepsilon_f = \frac{d_0}{d_0 + h} \varepsilon_0, \quad (7)$$

где d_0 и h — толщины податливой подложки и слоя, ε_0 — полная упругая деформация слоя для случая толстой подложки. Величина упругой деформации слоя тем меньше, чем меньше толщина подложки-мембраны.

Термин „податливая подложка“ был впервые введен в научную литературу Ло [91]. Предполагалось, что в определенных условиях (малая толщина мембраны, например) упругая деформация в растущей псевдоморфной пленке уменьшается с ее толщиной. При этом введение ДН в пленку становится энергетически невыгодным при любой толщине пленки, соответственно процесс пластической релаксации механических напряжений в растущей пленке может вообще не начаться. Идея использования податливой подложки была настолько прозрачна и сулила реальную выгоду в улучшении кристаллического совершенства наращиваемых пленок с иным параметром решетки, что быстро была воспринята научным сообществом: были проделаны эксперименты на разных материалах [92–104], выполнены теоретические расчеты критических толщин и релаксации напряженных пленок [105–109], написаны обзоры [3,110–114].

3.2. Техническое воплощение

К настоящему времени оформились два варианта создания податливых подложек.

а) Использование подложек „кремний на изоляторе“ (SOI) [94,95]. В этих структурах слой кремния, лежащий на оксиде, утоняется, представляя тонкую мембрану для роста на ней гетероэпитаксиальной пленки, а слой оксида считается вязкой прослойкой, обеспечивающей проскальзывание гетероструктуры относительно основной подложки. Также применяются другие варианты создания аморфной вязкой прослойки между основной подложкой и мембраной: имплантация бора в слой SiO_2 для понижения его вязкости [98], соединение (bonding) гетероструктуры GeSi/Si с подложкой Si через слой SiO_2 [100]. В одной из последних работ Luo *et al.* [99] демонстрируют применение податливой подложки с подслоем боросиликатного стекла для выращивания пленок твердых растворов $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ с молярной долей германия $x = 0.25$. Такой подслой формировался путем ионной имплантации бора и кислорода в захороненный слой SiO_2 . По плотности прорастающих дислокаций в пленках GeSi их результат сравним с лучшими данными других авторов, полученными на толстых градиентных буферных слоях или с использованием низкотемпературного буферного слоя кремния.

Как вариант этого метода, используемый для соединения III–V, гетероструктура GaAs/AlGaAs/GaAs соединяется через промежуточный слой (который далее будет играть роль „мягкой“ прослойки) с поддерживающей подложкой [93,96,97]. Затем подложка гетероструктуры

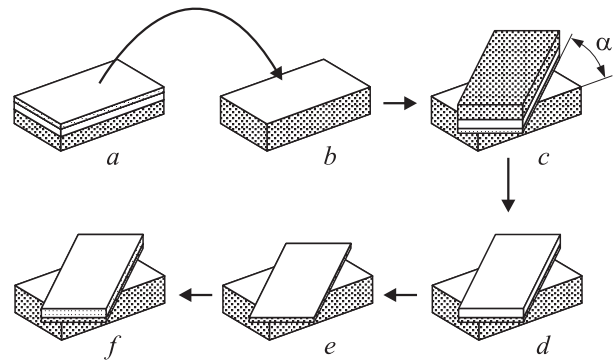


Рис. 16. Схема создания податливой подложки по технологии „сварка с доворотом“. *a* — предварительно выращенная гетероструктура GaAs/AlGaAs/GaAs; *b* — поддерживающая подложка GaAs; *c* — соединение *a* и *b* сваркой с поворотом на угол α ; *d* — отравливание подложки GaAs; *e* — отравливание стопорного слоя AlGaAs (конструкция податливой подложки, наконец, создана); *f* — слой InGaAs выращен на податливой подложке.

и слой AlGaAs растворяются в разных травителях (AlGaAs используется как стопорный слой при травлении подложки GaAs по хорошо известной технологии изготовления фотокатодов (см., например, [115])). Оставшаяся пленка GaAs на „мягком“ подслое считается податливой мембраной при росте напряженных пленок InGaAs.

б) Так называемое сращивание с разориентацией (twist bonding) [42,101–104]. В этом случае гетероструктура GaAs/AlGaAs/GaAs сращивается непосредственно с подложкой GaAs (без промежуточных слоев), причем кристаллографические ориентации сращиваемой пары не совпадают по углу. Между соединенными пластинами в идеальном случае формируется граница кручения с ослабленной структурой связей и с упорядоченной сеткой винтовых дислокаций. Далее, как показано на рис. 16, подложка GaAs и стопорный слой AlGaAs гетероструктуры убираются так же, как и в предыдущем варианте. Предполагается, что при дальнейшем росте напряженного слоя на тонком слое GaAs последний является податливым, так как область, содержащая винтовые дислокации, способствует его скольжению по поддерживающей подложке [101]. Пример высокой эффективности применения такой подложки Ejeskam *et al.* [101] приводят в своих пионерских работах по гетероэпитаксии InSb на GaAs. Несоответствие параметров решеток в этом случае составляет 14.7%. Плотность прорастающих дислокаций в пленке удалось, по данным авторов, снизить до величины 10^6 см^{-2} .

Следует отметить, что оба метода основаны на технологии сращивания, которая сложна и дорогостояща. Представляется более перспективной методика использования вязкого аморфного слоя, возникающего „автоматически“ в процессе роста кристаллического оксида титаната стронция [116]. Авторы этой работы, рабо-

тая над улучшением совершенства структуры GaAs/Si, ввели между подложкой кремния и пленкой GaAs дополнительный слой SrTiO₃. Этот слой имеет параметр решетки, промежуточный между Si и GaAs, что способствует более плавному, двухступенчатому переходу от Si к GaAs. Кроме того, авторами было обнаружено, что диффундирующий из SrTiO₃ в подложку Si кислород образует в последней аморфную прослойку SiO_x, которая, по предположению авторов, создает эффект податливости. По этому методу были выращены слои GaAs на подложках Si диаметром до 12 дюймов и, по утверждению авторов, со свойствами, не отличающимися от свойств гомоэпитаксиального GaAs.

3.3. Механизмы релаксации

То, что улучшение структурного совершенства релаксированных пленок, выращенных на податливых подложках, действительно наблюдается, доказано многократно, и эти результаты сгруппированы в существующих обзорах [112–114]. Однако механизм релаксации за счет перераспределения упругих деформаций между пленкой и тонкой мембраной (или областью с уменьшенными по величине константами упругости — пористым кремнием, например), предлагаемый в большинстве работ, не может быть основным. Действительно, если наращиваемая пленка вначале растет как псевдоморфная, а затем упруго релаксирует без образования ДН, то ее деформация передается податливой мембране. Конечный латеральный размер пленки после упругой релаксации должен стать больше начального — на величину несоответствия. Следовательно, при разумных размерах подложки и эпитаксиальная пленка, и мембрана должны беспрепятственно скользить по жесткой подложке на большие расстояния (доли мм, а в случае 12" пластин на единицы мм). Несмотря на значительное количество экспериментальных данных и их анализ в публикациях на эту тему, скольжения протяженной релаксирующей пленки по подложке не обнаружено.

Обычно граница раздела мембраны и подложки содержит различного рода дефекты (ступени, включения, примеси и др.), препятствующие свободному скольжению мембраны на значительное расстояние и делающие его невозможным без отслоения гетеросистемы от жесткой подложки. Та же проблема остается и при пластической релаксации мембраны, если процессы введения, скольжения и взаимодействия дислокационных полупетель локализованы в податливом („мягком“) промежуточном слое. Процесс проскальзывания гетеропары слой-мембрана по жесткой подложке должен начинаться в разных, случайно разбросанных точках подложки, что неминуемо должно приводить к встречному скольжению отдельных участков и образованию ячеистой структуры. При этом участки совершенного материала должны перемежаться складками, трещинами либо сильно деформированными областями.

В работах [117,118] было показано, что релаксация напряженных пленок, находящихся на вязкой прослойке, происходит путем упругого удлинения пленки за счет ее скольжения по вязкой прослойке только в случае ее малых латеральных размеров. Так, Yin *et al.* [117], изучая характер релаксации псевдоморфных островков Ge_{0.3}Si_{0.7} толщиной 30 нм, присоединенных к подложке Si через слой боросиликатного стекла, обнаружили, что меза-островки при отжиге упруго релаксируют в основном за счет коробления. Релаксация упругих деформаций в таких островках путем скольжения пленки вдоль границы раздела, превалирующая над короблением, наблюдается только на углах островков в пределах 10–20 мкм. Tezuka *et al.* [118] показали, что меза-островки GeSi диаметром 5 мкм и менее, выращенные на подложках SOI, после отжига при 1000–1200°C полностью релаксируют без образования ДН. Доказательством этого является отсутствие на поверхности этих островков так называемых „cross-hatches“ — следов выхода дислокаций на поверхность. Однако расположенные на тех же подложках протяженные участки пленки GeSi размером 300 мкм и более покрыты „cross-hatches“, что является прямым свидетельством пластической релаксации таких слоев.

Неэффективным в рамках „классического“ понимания явления податливости представляется также использование непрерывных промежуточных пористых буферных слоев, которые должны играть роль „смазки“. Вследствие жесткой связи пористого слоя с основной подложкой Si такой слой не может беспрепятственно скользить по поддерживающей подложке. Обладая малой механической прочностью, пористый слой скорее годится на роль пластически релаксирующей мембраны. В качестве наиболее подходящей возможности реализации идеи податливой подложки, основанной на перераспределении упругих деформаций, представляется создание небольших по размеру меза-областей из пористого кремния на поверхности основной подложки, покрытых тонкой кремниевой мембраной [119]. Обладая низким значением модуля Юнга (который в 10 и более раз меньше, чем модуль Юнга сплошного кремния [120]), меза-области смогут принимать на себя деформации в гетеросистеме, а малые размеры позволят осуществлять релаксацию упруго, за счет искажений кристаллической решетки пористого кремния, поскольку изменение абсолютных размеров пленки в плоскости не превысит долей микрона. Соответствующие расчеты выполнены в работе [119]. На рис. 17 демонстрируется влияние ширины пористой меза-полоски ($L = 5, 10$ и 30 мкм) толщиной $h_{mesa} = 1$ мкм на степень упругой релаксации слоя Ge_{0.3}Si_{0.7}. Видно, что слой, выращенный на пористой меза-полоске Si шириной 30 мкм ($h_{mesa}/L \sim 0.03$), практически не подвержен упругой релаксации. „Мягкость“ меза-подложки, обусловленная ее пористостью, начинает сказываться только при уменьшении поперечных размеров меза-полоски и увеличения ее высоты, т. е. с ростом величины h_{mesa}/L (aspect ratio).

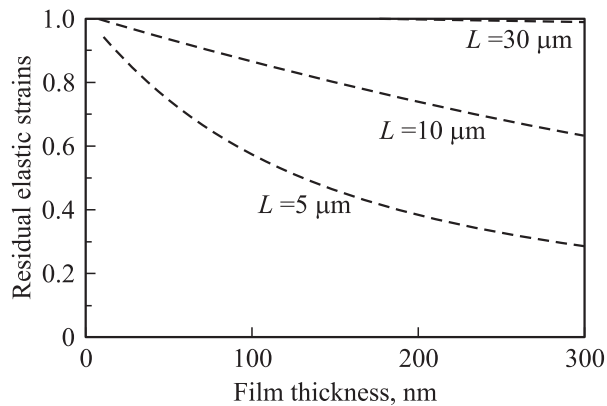


Рис. 17. Характер упругой релаксации деформаций в пленке GeSi, выращенной на полоске пористого кремния толщиной 1 мкм и шириной L , как функция толщины пленки [119].

Таким образом, механизм упругой релаксации напряженной пленки за счет ее проскальзывания по вязкому основанию может эффективно работать только на малых расстояниях в мезоскопической области, когда пленка является островковой либо по природе ее образования (так называемые квантовые точки [121]), либо выращиваемой на искусственно созданных меза-островках.

Исходя из этого следует рассмотреть механизмы *пластической* релаксации в пленках, выращиваемых на „податливых“ подложках. Основной вклад в переосмысление механизмов релаксации таких пленок внесли Kästner, Gösele [113]. Авторы, возвращаясь вновь к пластической релаксации деформаций как альтернативе их упругой релаксации, предлагают ее модифицированную концепцию, заключающуюся в следующем. На рис. 18, *a* представлен стандартный вариант образования ДН на границе раздела напряженной пленка/подложка-мембрана. При наличии аморфной или аморфизированной прослойки вблизи границы раздела ДН „тонет“ в этой прослойке (рис. 18, *b*), притягиваясь из границы раздела пленка/мембрана силами, аналогичными силам изображения, действующим на дислокационную линию вблизи поверхности пленки. Так же, как и в случае свободной поверхности, дислокация оставляет ступеньку на границе раздела мембрана/„смазывающий“ слой (на рис. 18 изображены пунктиром). Дополнительная энергия, обусловленная возникновением такой ступеньки, как и в случае свободной поверхности, существенно меньше, чем энергия ДН в границе раздела. Эта разница и является движущей силой перемещения ДН к границе раздела мембрана/„смазывающий“ слой. Соответственно работа, затрачиваемая на образование ДН, уменьшается.

Вследствие того, что тормозящие силы, препятствующие „разбеганию“ ПД, уменьшаются (см., выражение (I)), критическая толщина введения ДН не возрастает, как следует из расчетов по модели перераспределения упругих деформаций между пленкой и податливой мембраной, а снижается. Скорость движения ПД при

этом возрастает, что способствует понижению их конечной плотности. Аналогичная ситуация возможна, если в качестве „смазывающего“ слоя используется пористый кремний или система винтовых дислокаций после операции „twist-bonding“. Экспериментальная проверка для этих двух случаев пока отсутствует, поэтому на рис. 6 эти пути представлены как предположения. В последнем случае наличие периодической сетки деформаций вблизи границы раздела напряженной пленка/мембрана может являться, по мнению авторов [42,111], местом зарождения упорядоченной сетки ДН, благоприятной для ускоренной аннигиляции ПД.

В недавно опубликованной работе Pei *et al.* [122] также предлагают концепцию „вытягивания“ ДН из границы раздела напряженной пленка/мембрана Si в границу мембрана Si/SiO₂. Выращивая GaAs на подложках SOI с утоненными мембранами Si толщиной 100 и 200 нм, авторы добились наименьшей полуширины рентгеновской кривой качания (128'') для пленок арсенида галлия, выращенных на кремнии.

Таким образом, мы вновь возвращаемся к положению о модификации механизмов пластической релаксации, высказанному ранее в разд. 2.4 и заключающемуся в следующем. В гетеросистемах с промежуточными слоями (низкотемпературными или подвергнутыми ионной бомбардировке), а в последнем случае с вязкими прослойками скорость „разбегания“ пронизывающих дислокаций увеличивается. Вследствие этого соотношение между скоростью зарождения ДН и скоростью „разбегания“ ПД, определенное для гетеросистем со ступенчатым переходом от подложки к пленке и приводящее к высокой конечной плотности ПД (10^7-10^{10} см⁻²), нарушается. В результате этого появляется возможность отдельного управления каждым из этих параметров, что позволяет понизить плотность ПД до величины менее 10^5-10^6 см⁻².

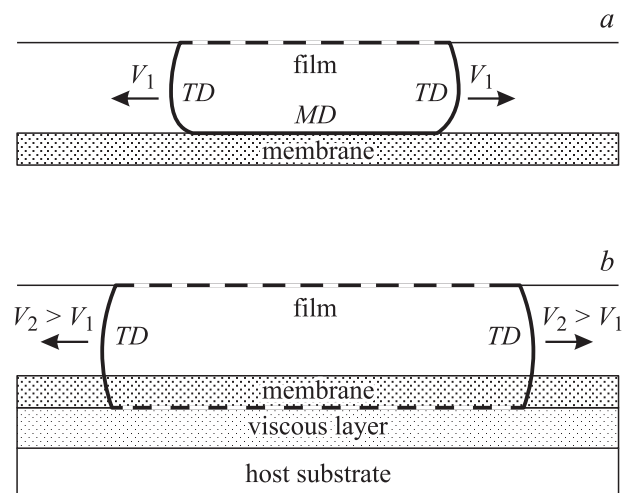


Рис. 18. „Пропадание“ дислокации несоответствия в ГС, выращенной на подложке-мембране, находящейся на вязкой аморфной прослойке (по Kästner, Gösele [113]).

Таблица 2. Основные характеристики гетеробиполярных транзисторов SiGe/Si [122]

Фирма	Пролетная частота базы, f_T (ГГц)	Максимальная частота генерации, f_{max} (ГГц)	Проектная норма КМОП (мкм)
AMSINT	35	30	0.8
AMTEL	30, 50	50, 50	0.35
AMTEL	30, 50, 80	30, 70, 90	0.5
AMTEL	40, 70	50, 80	0.21
Daimler Chrysler	156	80	
Hitachi	76	180	0.25
IBM	47	50	0.35
IBM	48, 90	72, 105	0.18
Infineon	75	80	0.25
Lucent	72	116	0.25
Motorola	48, 75	100, 65	0.25
National Semicond	30		0.35
NEC	73	61	0.18
Philips	45	43	
ST Micro	52	71	0.35
Texas Instruments	50		0.35

4. Электрофизические свойства пленок SiGe на искусственных подложках

Прежде всего следует отметить продолжающееся и развивающееся использование твердого раствора GeSi в так называемых гетеробиполярных транзисторах (ГБТ) на основе гетероструктур GeSi/Si. Очевидно, что для гетеробиполярных транзисторов необходимы гетероструктуры без ДН, т.е. с псевдоморфной базой. Заметим еще, что именно ГБТ SiGe/Si вышли на стадию промышленного освоения и более 10 ведущих фирм уже выпускают (или начнут выпускать в ближайшем будущем) сверхвысокочастотные интегральные микросхемы с ГБТ. Основные характеристики кремний-германиевых гетеробиполярных транзисторов приведены в табл. 2 [123]. Лучшие на сегодняшний день (май 2002 г.) характеристики ГБТ SiGe/Si составили: f_T (ГГц) = 207; f_{max} (ГГц) = 285 [124].

Как и для любого полупроводника, для твердого раствора Ge_xSi_{1-x} набор электрофизических параметров, представляющих интерес с точки зрения приборных применений, достаточно широк. Главными среди них являются, безусловно, концентрация и подвижность свободных носителей заряда. Производство этих величин определяет проводимость необедненного канала в МОП транзисторе, или полевом транзисторе с модуляционным легированием, или проводимость базы гетеробиполярного транзистора (ГБТ), т.е. одну из главных характеристик прибора. Если же иметь в виду оптоэлектронные применения гетероструктур SiGe/Si, то здесь на первый план выходят (наряду с концентрацией и подвижностью носителей) такие параметры, как содержание центров безызлучательной рекомбинации, связанных с точечными и линейными дефектами в структуре. И если, к примеру, плотность дислокаций в монокристаллах Si

и Ge менее 10^6 см^{-2} почти не сказывается на подвижности электронов и дырок, то их влияние на времена жизни, $\tau_n(\tau_p)$ неосновных носителей заряда ощущается вплоть до 10^3 см^{-2} , причем $\tau_n(\tau_p) \sim N_{disl}^{-1}$ [125], тогда как абсолютная величина $\tau_n(\tau_p)$ существенно зависит от типа примеси и уровня легирования.

Еще более яркая иллюстрация влияния даже отдельных дислокаций на свойства $p-n$ -гетероперехода $n\text{-Si}/p\text{-GeSi}$ получена в ходе уникальных *in situ* исследований в просвечивающем электронном микроскопе [126]. На рис. 19, а приведена зависимость обратного тока от количества дислокаций несоответствия (ДН), залегающих в плоскости гетероперехода. Дислокации вводились в структуру (см. вставку) путем нагрева образца непосредственно в колонне просвечивающего электронного микроскопа; там же измерялась и вольт-амперная характеристика (после охлаждения до 300 К). Аналогичные корреляции были получены и традиционными методами (рис. 19, б) [127].

4.1. Электроны

Основной вклад в развитие технологии выращивания пленок Ge_xSi_{1-x}/Si через промежуточный буферный слой переменного состава был внесен группой исследователей во главе с Fitzgerald [30–32, 36, 59], и о получении пленок твердого раствора Ge_xSi_{1-x} с низкой плотностью дислокаций ($N_{disl} \leq 10^6 \text{ см}^{-2}$) сообщалось уже в 1991 г. [30]. В этой работе использовалась быстрая термическая газофазная эпитаксия — (rapid thermal CVD) при температуре подложки 900°C и градиенте состава в буферных слоях, составляющем 10% Ge на 1 микрон толщины. Для этих структур были получены рекордно малые на тот момент плотности прорастающих дислокаций: $(4 \pm 0.5) \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ для $x = 0.23$ и $(3 \pm 2) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ для $x = 0.5$. Вскоре последовало сообщение о высокой

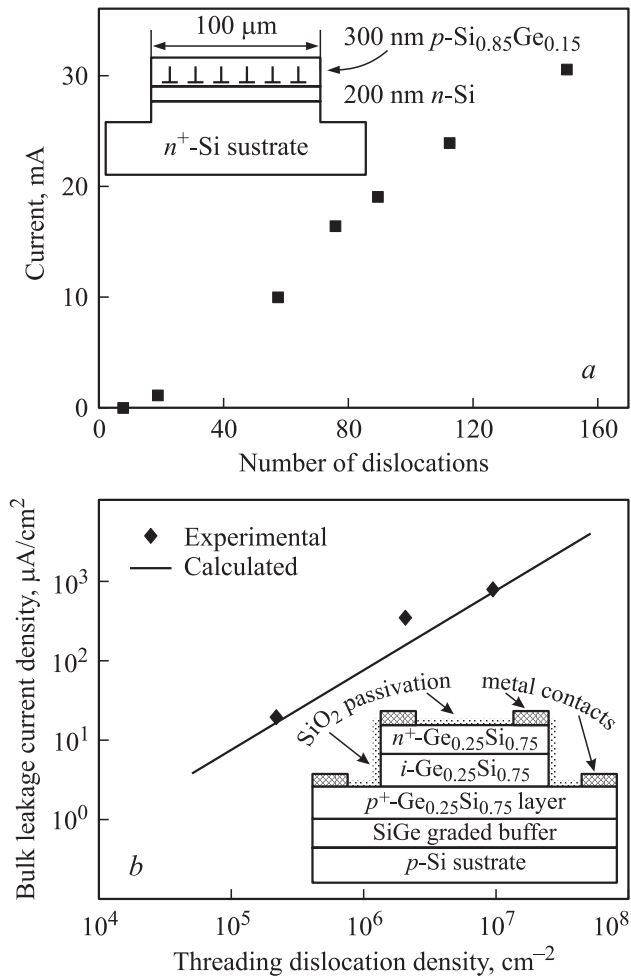


Рис. 19. *a* — зависимость обратного тока в гетеропереходе n -Si/ p -SiGe от количества дислокаций несоответствия, пересекающих отрезок длиной 1 см в гетерогранице. Измерено в электронном микроскопе при смещении 0.5 В [123]. *b* — зависимость тока утечки по объему Si_{0.25}Ge_{0.75} p - i - n -диода (см. вставку) от плотности дислокаций, прорастающих из варизонного буферного слоя [124].

подвижности электронов в аналогичных слоях, выращенных на градиентном буферном слое методом МЛЭ [128]. Двумерный электронный газ (ДЭГ) формировался в квантовой яме из чистого кремния (псевдоморфная пленка Si толщиной 15 нм) методом модуляционного легирования верхней обкладки Ge_{0.30}Si_{0.70} (40 нм) донорной примесью Sb ($\sim 10^{18}$ см⁻³) с 10 нм прослойкой (спейсером) из нелегированного твердого раствора того же состава. По данным холловских измерений методом Ван-дер-Пау (в предположении, что холл-фактор равен 1) концентрация ДЭГ составляла $1.2 \cdot 10^{12}$ см⁻² при 300 К и $7.8 \cdot 10^{11}$ см⁻² при $T < 77$ К. Подвижность электронов в этом газе равнялась 9600 см²В⁻¹с⁻¹ при 77 К и 96000 см²В⁻¹с⁻¹ при 4.2 К.

За истекшие 10 лет количество работ по электрическим свойствам двумерного электронного и дырочного (ДДГ) газа в модуляционно-легированных гетерострук-

турах SiGe/Si перевалило за несколько сотен и мы, отсылая читателя к обстоятельным обзорам [1,2,129–131], освещающим состояние вопроса по 2000 г. включительно, приведем ссылки только на самые значимые и свежие работы в этой области.

Появление искусственных подложек GeSi с малой плотностью пронизывающих дислокаций и получение с их помощью ДЭГ и ДДГ с высокими подвижностями ($\mu_n = 180000$ – 200000 см²В⁻¹с⁻¹ при $T = 4.2$ К и $\mu_p \geq 17000$ см²В⁻¹с⁻¹ при $T = 40$ К [132]) потребовало обстоятельного теоретического анализа механизмов рассеяния в гетероструктуре SiGe/Si [133]. В этой работе были проанализированы следующие механизмы, которые могут лимитировать низкотемпературную подвижность в ДЭГ: а) рассеяние на „далеких“ донорах, которые отделены от ДЭГ прослойкой нелегированного твердого раствора; б) рассеяние на фоновых примесях; в) рассеяние на шероховатостях гетерограницы; г) рассеяние на флуктуациях состава твердого раствора; д) рассеяние на дислокациях, прорастающих в канал из полностью релаксированного варизонного буферного слоя. Сравнение с экспериментом позволило авторам [133] констатировать, что прорастающие дислокации (при их плотности менее 10^6 см⁻²) не лимитируют подвижность в ДЭГ (и ДДГ), а определяющими являются первые четыре механизма. В работе [134] было показано, что при средней амплитуде шероховатости гетерограницы (точнее, амплитуде соответствующей фурье-компоненты спектра шероховатости), превышающей 1.2 нм, подвижность электронов не превысит 10^5 см²В⁻¹с⁻¹ при $T = 0.4$ К в Si квантовой яме толщиной 30 нм с концентрацией ДЭГ $5 \cdot 10^{11}$ см⁻² (рис. 20). Более обстоятельно эта же проблема рассмотрена в [135], где изучалась зависимость подвижности электронов в ДЭГ от толщины канала.

На недооценку роли дислокаций несоответствия в [133] было указано Ismail *et al.* в работе [136]. Авторы этой работы обратили внимание, что, кроме пронизывающих дислокаций, на границе между буферным слоем SiGe и каналом Si возможно введение дислокаций несоответствия, если толщина канального слоя превышает критическую. Используя буферные слои Ge_xSi_{1-x} с различным конечным составом ($x = 0.34, 0.3$ и 0.25) и выращивая на них пленки Si до- и закритической толщины, авторы [136] с помощью ПЭМ установили, что ДН действительно образуются в гетерогранице SiGe/Si в соответствии с предсказаниями модели Matthews and Blakeslee [7,14]. При этом генерация ДН сопровождалась существенным снижением подвижности электронов в канале, что может быть связано с полем деформаций 60° ДН, проникающем в канал.

В структурах с псевдоморфным каналом авторы [136] смогли получить подвижности в ДЭГ на уровне $(300$ – $400) \cdot 10^3$ см²В⁻¹с⁻¹ при $T = 0.4$ – 1.4 К, а при использовании подложки в качестве обратного затвора — даже 526000 см²В⁻¹с⁻¹ при $T = 0.4$ К. Этот результат долгое время оставался непревзойденным, пока

не появилась работа японских авторов [137], в которой сообщалось о достижении подвижности электронов $800\,000\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ при $T = 15\text{ К}$. Эти данные являются рекордными и в настоящее время. На рис. 21 приведена подборка данных по температурной зависимости подвижности электронов в модуляционно-легированных псевдоморфных Si-каналах на искусственных подложках GeSi, взятая в основном из работы [138], а также [139].

Низкотемпературная подвижность носителей не представляет в основном практического интереса, но служит чувствительным индикатором совершенства гетероструктур SiGe/Si. Для практических приложений важна подвижность носителей заряда при комнатной температуре и выше (точнее при $-60^\circ\text{С} < T < 100^\circ\text{С}$). Здесь картина существенно меняется, и фундаментальным ограничением подвижности становится рассеяние электронов на деформационном потенциале акустических фононов. Соответствующие расчеты выполнены в [140] для конкретной структуры (квантовая яма $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}/\text{Si}/\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$, толщина Si — 6 и 9 нм, на релаксированном буферном слое $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$ на подложке Si(100)). Расчеты показали, что доминирующий в объемном недеформированном кремнии механизм междолинного рассеяния оказывается почти полностью подавлен-

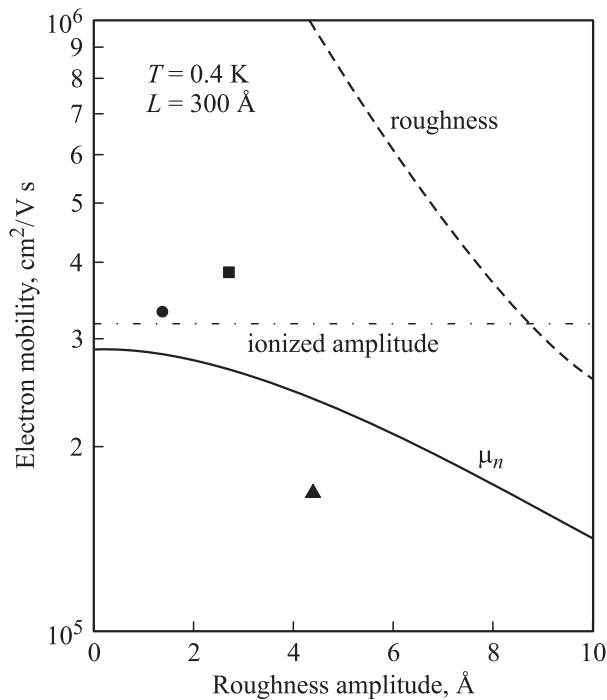


Рис. 20. Зависимость подвижности электронов при $T = 0.4\text{ К}$ в псевдоморфных пленках Si ($d = 7\text{--}8\text{ нм}$, $n_s = 5\text{--}6 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-3}$), выращенных на толстых релаксированных буферных слоях с финальным составом $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$, от амплитуды шероховатости гетерограницы с латеральной длиной корреляции 30 нм. Точки — эксперимент. Теория: штриховая линия — вклад шероховатости; штрихпунктирная линия — вклад рассеяния на ионизированных примесях; сплошная кривая — расчетная кривая с учетом обоих вкладов [131].

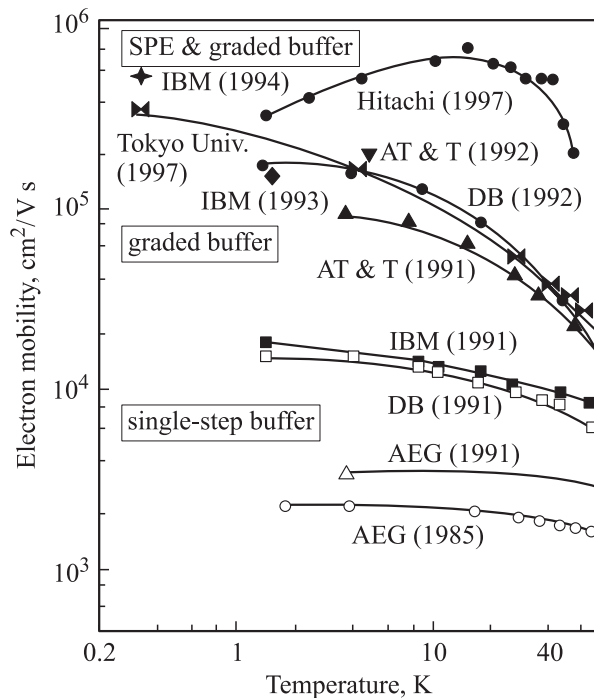


Рис. 21. Хронологическая сводка по температурной зависимости холловской подвижности двумерного электронного газа в псевдоморфных пленках Si, выращенных на искусственных подложках GeSi [135,136].

ным в растянутой псевдоморфной пленке Si и, кроме того, проводимость канала [140] определяют электроны с малой продольной эффективной массой ($m^* = 0.19m_0$). Совокупность этих факторов позволяет получить в такой пленке подвижность электронов в 1.5–2 раза больше, чем в объемном Si (даже при концентрации ДЭГ $1 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$). Предсказанный эффект нашел неоднократное экспериментальное подтверждение, и подвижность электронов, превышающая $2000\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ при комнатной температуре в модуляционно-легированных псевдоморфных каналах Si, не является чем-то необычным (напомним, что в собственном Si при 300 К подвижность электронов составляет $1450\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$). Рекордной является величина $2830\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, полученная в [141]. В одной из последних работ на эту тему [142] превышение подвижности в канале над объемной также составило 1.8.

4.2. Дырки

Сложная анизотропная трехподзонная структура потолка валентной полосы в кремнии и германии делает задачу расчета кинетических эффектов в p -Si и p -Ge весьма нетривиальной даже без учета деформаций [143–145]. Упругие негидростатические деформации (на уровне 1%) приводят к кардинальной реконфигурации изоэнергетических поверхностей валентной зоны. В качестве примера на рис. 22 приведены изоэнергетические сечения ($E = 40\text{ мэВ}$) зоны тяжелых дырок

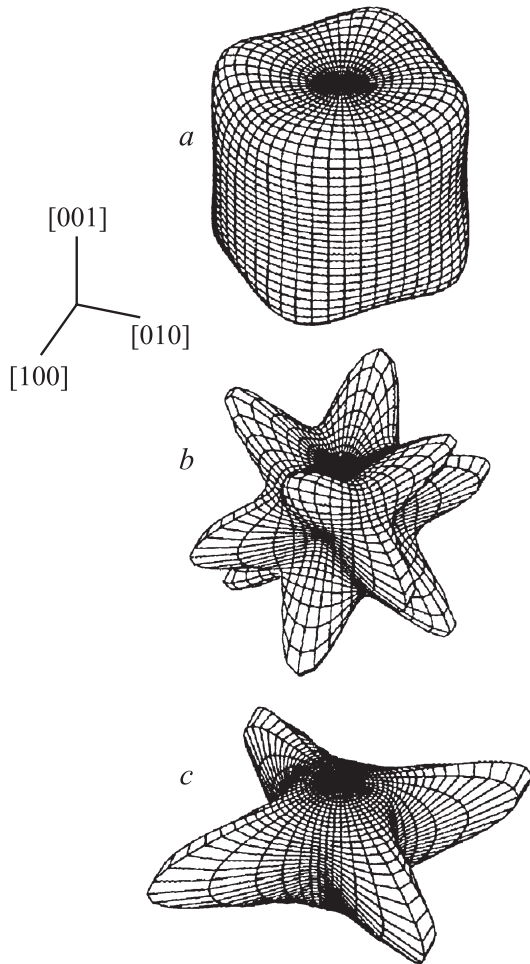


Рис. 22. Изоэнергетические поверхности ($E = 40$ мэВ) зоны тяжелых дырок в кристалле кремния: *a* — растянутом вдоль [001] на 0.64%, *b* — недеформированном; *c* — сжатом по [001] на 0.64% [143] (с разрешения авторов).

в Si, подвергнутом одноосной деформации в направлении [001] с учетом трех сортов дырок (тяжелые, легкие, спин-орбитальные) это приводит к тому, что холл-фактор (r_H) в дырочном кремнии может изменяться от 3 до 0.1 при изменении деформации вдоль [001] от -1 до $+1\%$ [146]. Отсюда ясно, что расчет концентрации дырок из данных по холловским измерениям в предположении, что $r_H = 1$, может приводить к неприемлемо большим ошибкам. Теоретические подходы к расчету подвижности дырок и электронов, а также зонной структуры в псевдоморфных (на Si(100)) и недеформированных пленках твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ изложены в работах [147–152] и книге [153].

В приборных структурах псевдоморфные пленки SiGe используются как материал для модуляционно-легированных квантовых ям с обкладками из чистого кремния или твердого раствора с увеличенным содержанием германия (рис. 23). В этом случае в дополнение к механизмам рассеяния в „объемном“ SiGe добавляется рассеяние на „далеких“ акцепторах и шероховатостях

гетерограниц. В ряде работ было убедительно показано, что именно последний механизм является доминирующим при низких (гелиевых) температурах [154]. По состоянию на 1995 г. лучший результат по низкотемпературной подвижности дырок в ДДГ составлял $19820 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ c}^{-1}$ при $T = 7 \text{ K}$ в модулированно-легированной „нормальной“ (рис. 23, *a*) гетероструктуре Si/Si_{0.93}Ge_{0.07}/Si (слоевая концентрация дырок составляла при этом $3.9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$) [155].

Для каналов из чистого германия (толщиной 12.5 нм), выращенных на релаксированных буферных слоях толщиной 3–5 мкм и модуляционно-легированных Ga до слоевой концентрации дырок $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, с обкладками из Si_{0.4}Ge_{0.6}, сообщалось о подвижности $1300 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ c}^{-1}$ при 300 К и $14000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ c}^{-1}$ при 77 К (длина затвора 1.2 мкм) [156]. Это позволило изготовить полевые транзисторы, крутизна вольт-амперной характеристики которых (g_m) составила 125 и 290 мСм/мм при 300 и 77 К соответственно. Здесь стоит отметить, что полевые транзисторы с варизонным каналом Si_{1-x}Ge_x (толщиной 4.5 нм и изменением x от 0.7 до 0.55), изготовленные на искусственных подложках Si_{0.7}Ge_{0.3} фирмой IBM [157], почти не уступают по крутизне транзисторам [156]: $g_m = 105$ и 205 мСм/мм при 300 и 77 К соответственно, при длине канала 0.7 мкм.

Поскольку структуры, в которых измеряются электрофизические параметры ДДГ, содержат кроме кана-

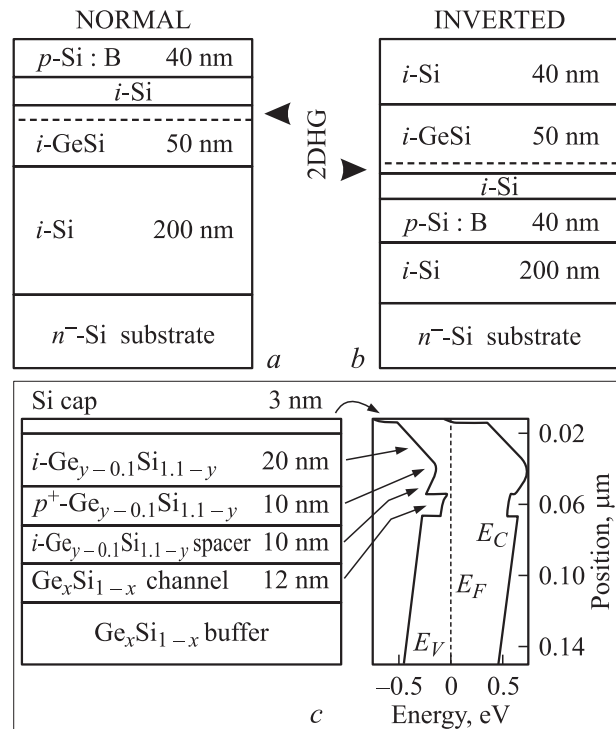


Рис. 23. Поперечный разрез типичных гетероструктур, используемых для измерения подвижности носителей в двумерном дырочном газе в псевдоморфных каналах SiGe, сформированных на подложках Si (*a* — нормальная структура; *b* — инвертированная) [151], а также на искусственных подложках GeSi (*c*) [156].

ла с двумерным дырочным газом еще много других слоев (см. рис. 23), могущих влиять на результаты измерений, для правильного определения подвижности простых холловских измерений недостаточно. В такой ситуации метод „спектра подвижности“ [158], учитывающий проводимость параллельных каналов, дает более объективную информацию [159]. Величина холловской подвижности может измениться в 1.5 раза в результате учета паразитных проводимостей n -типа в i -слоях [159].

Как уже отмечалось выше, искусственные SiGe — подложки, выращенные на основе буферного слоя переменного состава, имеют ряд существенных недостатков (см., разд. 2.2). Один из них — шероховатость, накапливающаяся при росте „толстых“ (3–10 мкм) буферных слоев: типичная амплитуда рельефа может достигать 10–15 нм. За последние 10 лет были предприняты многочисленные попытки уменьшить толщины буферного слоя GeSi, уменьшив тем самым шероховатость его поверхности, и сохранить при этом приемлемую плотность ПД или даже уменьшить ее. Наиболее удачным оказался путь, предложенный китайскими исследователями [20], основанный на использовании низкотемпературных буферных слоев Si и GeSi. Именно по такой технологии надежно получены лучшие на сегодняшний день электрофизические параметры ДДГ в гетеросистеме SiGe/Si. К рассмотрению этих результатов мы и переходим.

В работе [160] на низкотемпературном буфере $\text{Si}_{0.73}\text{Ge}_{0.27}$ были выращены структуры $\text{Si}_{0.33}\text{Ge}_{0.67}/\text{Ge}/\text{Si}_{0.33}\text{Ge}_{0.67}$ с модуляционно-легированным бором квантовыми ямами из чистого германия. Шероховатость поверхности LT Si не превышала 5 нм. Авторы [160] систематически меняли толщину германиевого канала (температура роста 350°C) и при 7.5 нм получили подвижности дырок в системе $1300\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ (20 К) и $1175\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ (300 К). Понижив температуру роста до 300°C , они смогли получить подвижность $1320\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ (300 К). Следует иметь в виду, что опубликованные ранее этими же авторами подвижности дырок при 300 К на уровне $1700\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ [161,162] оказались результатом неправильных холловских измерений [160].

До недавнего времени рекордным результатом по подвижности дырок в псевдоморфном Ge-канале при 300 К являлась величина $1700\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ ($p_s = 7.9 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$), измеренная в гетероструктуре $\text{Ge}_{0.7}\text{Si}_{0.3}/\text{Ge}/\text{Ge}_{0.7}\text{Si}_{0.3}$ ($d_{\text{Ge}} = 15\text{ нм}$) со стравленной Si-подложкой [163], которая все еще ниже подвижности дырок в объемном германии. Вместе с тем теория [164] однозначно предсказывает существенное увеличение подвижности дырок в пленках Ge, сжатых или растянутых по [001], по сравнению с недеформированным кристаллом. И лишь в 2002 г. с использованием метода „спектра подвижности“ было установлено, что подвижность дырок в упруго деформированных пленках Ge действительно превосходит таковую в ненапряженном объемном кристалле [165]. В этой работе релаксированные буферные слои $\text{Si}_{0.33}\text{Ge}_{0.67}$ выращивались в два этапа: сначала на

подложке n -Si ($5\text{--}10\text{ Ом} \cdot \text{см}$) при 400°C создавался слой Si (50 нм), на котором при 600° выращивалась пленка $\text{Si}_{0.73}\text{Ge}_{0.27}$ (500 нм). Затем следовал слой такого же состава толщиной 50 нм ($T = 300^\circ\text{C}$), на котором при $T = 500^\circ\text{C}$ выращивался слой $\text{Si}_{0.33}\text{Ge}_{0.67}$ толщиной 500 нм. Наконец, поверх этой сложной буферной системы проводилась эпитаксия пленки SiGe, легированной бором до концентрации $\sim 2 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$, на которой через 20 нм недеформированного спейсера выращивался германиевый активный слой толщиной 20 нм. Подвижность дырок в слое Ge при комнатной температуре составила $2940\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ для слоевой концентрации носителей $5.11 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$. Как видно, описанный прием вполне срабатывает и корректно измеренная подвижность дырок в псевдоморфной пленке Ge на 55% выше, чем в объемном кристалле (которая сама по себе является максимальной среди всех полупроводников). Подвижность дырок $2700\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ в аналогичной структуре была достигнута также за счет легирования буферных слоев $\text{Si}_{0.3}\text{Ge}_{0.7}$ сурьмой [166]. Заметим, наконец, что высокая подвижность дырок в гетеросистеме SiGe/Si не только улучшает частотные характеристики транзисторов, но и облегчает решение так называемой проблемы „короткого канала“ [167,168].

4.3. Резюме

Таким образом, к настоящему времени экспериментально установлено, что электрофизические параметры ДЭГ и ДДГ в псевдоморфных слоях Si, SiGe и Ge, выращенных на оптимизированных по структуре и морфологии поверхности искусственных подложек SiGe, существенно превосходят кинетические свойства электронов и дырок в недеформированных кристаллах. Поэтому уже в ближайшие годы следует ожидать широкого использования таких структур в электронике СБИС. Вместе с тем ясно и то, что до создания серийно-способной SiGe/Si КМОП технологии предстоит еще провести значительный объем исследований, и работы в этом направлении интенсивно ведутся [169–171]. Как подчеркивали ведущие специалисты IBM на международной конференции по твердотельным схемам [172], ключевым моментом промышленного успеха SiGe/Si ГБТ является тот факт, что при их производстве удалось использовать то же самое оборудование и те же самые технологические процессы, которые применяются и при выпуске чисто кремниевых ИС. Не исключено, что использование искусственных подложек SiGe позволит добиться вполне реальных успехов применительно и к полевым транзисторам.

5. Заключение

В результате более чем двадцатилетних исследований структурных характеристик пластически релаксирующих слоев GeSi постоянного состава, выращиваемых в стандартных режимах, выяснилось, что плотность ПД

в таких пленках недопустимо велика. Это, по нашему мнению, обусловлено практически одинаковой зависимостью плотностей зарождающихся ДН и скоростей „разбегания“ их пронизывающих сегментов в гетероструктурах GeSi, выращенных в общепринятых условиях роста, от напряжений несоответствия. Для того чтобы снизить скорость образования ДН и в то же время сохранить приемлемой скоростью разбегания уже имеющихся пронизывающих дислокационных сегментов, был предложен метод роста градиентных буферных слоев, с помощью которого и были получены первые обнадеживающие результаты. Разработанные в последние годы новые приемы роста пленок позволили расширить раздельное воздействие на процессы зарождения и распространения (в том числе и аннигиляции) ДН, что привело к дальнейшему улучшению кристаллического совершенства выращиваемых пленок GeSi.

В последние 10 лет интенсивное исследование процессов выращивания ГС сменилось их практическим использованием. Результатом этого процесса стали и рекордные „комнатные“ подвижности электронов и дырок в ДЭГ и ДДГ в Si/GeSi-гетеропереходах, превосходящие подвижности в объемных кристаллах, и весьма успешные и широкомасштабные применения этих структур для создания полевых МДП транзисторов.

Что касается так называемых „податливых“ подложек, то можно считать доказанным тот факт, что механизм упругой релаксации напряженной пленки за счет ее проскальзывания по вязкому основанию может эффективно работать только на малых расстояниях в мезоскопической области, когда пленка является островковой. В протяженных же пленках релаксация напряжений осуществляется путем введения ДН и скольжения их прорастающих сегментов.

К остающимся проблемам можно отнести:

— сохранившуюся пока неопределенность выбора конкретного метода выращивания ГС — искусственных подложек вследствие недостаточной апробации некоторых из них;

— недостаточность экспериментальных данных по определению конкретных механизмов, ответственных за уменьшение плотности ПД в таких ГС;

— отсутствие приемлемой для широкого использования технологии создания „податливых“ подложек.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 00-02-17461 и 00-02-17638), ведущей научной школы РФ (грант 00-15-96806), программы „Перспективные технологии и приборы для микро- и нанoeлектроники“, Госконтрактов Министерства промышленности, науки и технологий Российской Федерации № 37.029.1.1.0032 и № 37.039.1.1.0041, а также частично поддержана в рамках Федеральной целевой программы „Интеграция науки и высшей школы России на 2002–2006 годы“ через Новосибирский государственный университет и учебно-научный центр „Технология и физика полупроводниковых наноструктур“ (Контракт № И0765).

Список литературы

- [1] F. Schäffler. *Semicond. Sci. Techn.* **12**, 1515 (1997); *Thin Sol. Films*, **321**, 1 (1998).
- [2] D.J. Paul. *Thin Sol. Films*, **321**, 172 (1998).
- [3] Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, С.И. Чикичев. *УФН*, **171**, 689 (2001).
- [4] D.C. Houghton. *J. Appl. Phys.* **70**, 2136 (1991).
- [5] A. Fisher. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1218 (1994).
- [6] V.T. Gillard, W.D. Nix, L.B. Freund. *J. Appl. Phys.*, **76**, 7280 (1994).
- [7] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee. *J. Cryst. Growth*, **27**, 118 (1974).
- [8] E.A. Fitzgerald. *Mater. Sci. Reports*, **7**, 92 (1991).
- [9] H. Alexander. In: *Dislocations in solids*, ed. by F.R.N. Nabarro (N.Y., Elsevier, 1986) v. 7. p. 113.
- [10] I. Yonenaga. *Phys. St. Sol. A*, **171**, 41 (1999).
- [11] L.B. Freund. *J. Appl. Phys.*, **68**, 2073 (1990).
- [12] S.M. Hu. *J. Appl. Phys.*, **69**, 7901 (1991).
- [13] D.C. Houghton, C.J. Gibbings, C.G. Tuppen, M.H. Lyons, M.A.G. Halliwell. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 460 (1990).
- [14] J.W. Matthews. *J. Vac. Sci. Technol.* **12**, 126 (1975).
- [15] M.L. Green, B.E. Weir, D. Brasen, Y.F. Hsieh, G. Higashi, A. Feyngenson, L.C. Feldman, R.L. Headrick. *J. Appl. Phys.*, **69**, 745 (1991).
- [16] R. Hull, J.C. Bean, C. Buescher. *J. Appl. Phys.*, **66**, 5837 (1989).
- [17] E.P. Kvam, D.M. Maher, C.J. Humphreys. *J. Mater. Res.*, **5**, 1900 (1990).
- [18] V.I. Vdovin. *Phys. St. Sol. A*, **171**, (1999).
- [19] P.M. Mooney, F.K. LeGoues, J. Tersoff, J.O. Chu. *J. Appl. Phys.*, **75**, 3968 (1994).
- [20] H. Chen, L.W. Guo, Q. Cui, Q. Hu, Q. Huang, J.M. Zhou. *J. Appl. Phys.*, **79**, 1167 (1996).
- [21] K.K. Linder, F.C. Zhang, J.-S. Rieh, P. Bhattacharya, D. Houghton. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 3224 (1997).
- [22] J.H. Li, C.S. Peng, Y. Wu, D.Y. Dai, J.M. Zhou, Z.H. Mai. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3132 (1997).
- [23] C.S. Peng, Z.Y. Zhao, H. Chen, J.H. Li, Y.K. Li, L.W. Guo, D.Y. Dai, Q. Huang, J.M. Zhou, Y.H. Zhang, T.T. Sheng, C.H. Tung. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3160 (1998).
- [24] J.H. Li, C.S. Peng, Z.H. Mai, J.M. Zhou, Q. Huang, D.Y. Dai. *J. Appl. Phys.*, **80**, 1292 (1999).
- [25] P.I. Gaiduk, A.N. Larsen, J.L. Hansen. *Thin Sol. Films*, **367**, 120 (2000).
- [26] Yu.B. Bolkhovityanov, A.K. Gutakovskii, V.I. Mashanov, O.P. Pchelyakov, M.A. Revenko, L.V. Sokolov. *Thin Sol. Films*, **392**, 98 (2001).
- [27] Yu.B. Bolkhovityanov, A.K. Gutakovskii, V.I. Mashanov, O.P. Pchelyakov, M.A. Revenko, L.V. Sokolov. *J. Appl. Phys.*, **91**, 4710 (2002).
- [28] M.S. Abrahams, L.R. Weisberg, C.J. Buiocchi, J. Blanc. *J. Mater. Sci.*, **4**, 223 (1969).
- [29] J.W. Burd. *Trans. Met. Soc. AIME*, **245**, 571 (1969).
- [30] 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).
- [31] S.B. Samavedam, E.A. Fitzgerald. *J. Appl. Phys.*, **81**, 3108 (1997).
- [32] E.A. Fitzgerald, M.T. Currie, S.B. Samavedam, T.A. Langdo, G. Taraschi, V. Yang, C.W. Leitz, M.T. Bulsara. *Phys. St. Sol. A*, **171**, 227 (1999).

- [33] J. Tersoff. Appl. Phys. Lett., **62**, 693 (1993).
- [34] S.Y. Shiryaev, J.L. Hansen, A.N. Larsen, F. Jensen, J.W. Petersen. Phys. Rev. B, **52**, 15 881 (1995).
- [35] U. König. Physica Scripta, **T68**, 90 (1996).
- [36] M.T. Currie, S.B. Samavedam, T.A. Langdo, C.W. Leitz, E.A. Fitzgerald. Appl. Phys. Lett., **72**, 1718 (1998).
- [37] E. Kasper, K. Lyutovich, V. Bauer, M. Oemie. Thin. Sol. Films, **336**, 319 (1998).
- [38] J. Kuchenbecker, H. Kibbawl, P. Muthsom, U. König. Thin Sol. Films, **389**, 146 (2001).
- [39] S.I. Romanov, V.I. Mashanov, L.V. Sokolov, A.K. Gutakovskii, O.P. Pchelyakov. Appl. Phys. Lett., **75**, 4118 (1999).
- [40] B. Holländer, S. Mantl, R. Liedtke, S. Mesters, H.J. Herzog, H. Kibbel, T. Hackbarth. Nucl. Instrum. Meth. B, **148**, 200 (1999).
- [41] H. Trinkaus, B. Holländer, St. Rongen, S. Mantl, H.-J. Herzog, J. Kuchenbecker, T. Hackbarth. Appl. Phys. Lett., **76**, 3552 (2000).
- [42] T.Y. Tan, U. Gösele. Appl. Phys. A, **64**, 631 (1997).
- [43] D.D. Perovic, G.C. Weatherly, J.-M. Baribeau, D.C. Houghton. Thin Sol. Films, **183**, 141 (1989).
- [44] Y.H. Luo, J. Wan, R.L. Forrest, J.L. Liu, M.S. Goorsky, K.L. Wang. J. Appl. Phys., **89**, 8279 (2001).
- [45] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee, S. Mader. Thin Sol. Films, **33**, 253 (1976).
- [46] S.M. Bedair, T.P. Humphreys, N.A. El-Masry, Y. Lo, N. Hamaguchi, C.D. Lamp, A.A. Tuttle, D.L. Dreifus, P. Russell. Appl. Phys. Lett., **49**, 942 (1986).
- [47] P.L. Gourley, T.J. Drummond, B.L. Doyle. Appl. Phys. Lett., **49**, 1101 (1986).
- [48] I.J. Fritz, P.L. Gourley, L.R. Dawson, J.E. Schirber. Appl. Phys. Lett., **53**, 1098 (1988).
- [49] T. Kawai, H. Yonezu, Y. Ogasawara, D. Saito, K. Pak. Appl. Phys. Lett., **63**, 2067 (1993).
- [50] N. El-Masry, J.C.L. Tarn, T.P. Humphreys, N. Namaguchi, N.H. Karam, S.M. Bedair. Appl. Phys. Lett., **51**, 1608 (1987).
- [51] M. Yamaguchi, M. Sugo, Y. Itoh. Appl. Phys. Lett., **54**, 2568 (1989).
- [52] S.F. Fang, K. Adomi, S. Iyer, H. Morkoç, H. Zabel, C. Choi, N. Otsuka. J. Appl. Phys., **68**, R31 (1990).
- [53] J.W. Matthews. Phil. Mag., **13**, 1207 (1966).
- [54] Y. Takano, M. Hisaka, N. Fujii, K. Suzuki, K. Kuwahara, S. Fuke. Appl. Phys. Lett., **73**, 2917 (1998).
- [55] A. Sakai, K. Sugimoto, T. Yamamoto, M. Okada, H. Ikeda, Y. Yasuda, S. Zaima. Appl. Phys. Lett., **79**, 3398 (2001).
- [56] G.L. Luo, P.Y. Chen, X.F. Lin, P. Tsien, T.W. Fan. Appl. Phys. A, **70**, 449 (2000).
- [57] H.J. Osten, E. Bugiel. Appl. Phys. Lett., **70**, 2813 (1997).
- [58] D. Li, C. Huang, B. Cheng, H. Wang, Z. Yu, C. Zhang, J. Yu, Q. Wang. J. Cryst. Growth, **213**, 308 (2000).
- [59] C.W. Leitz, M.T. Currie, A.Y. Kim, J. Lai, E. Robbins, E.A. Fitzgerald, M.T. Bulsara. J. Appl. Phys., **90**, 2730 (2001).
- [60] J.L. Liu, C.D. Moore, G.D. U'Ren, Y.H. Luo, Y. Lu, G. Jin, S.G. Thomas, M.S. Goorsky, K.L. Wang. Appl. Phys., Lett., **75**, 1586 (1999).
- [61] J.L. Liu, K.L. Wang, C.D. Moore, M.S. Goorsky, T. Borca-Tasciuc, G. Chen. Thin Sol. Films, **369**, 121 (2000).
- [62] J.L. Liu, S. Tong, Y.H. Luo, J. Wan, K.L. Wang. Appl. Phys. Lett., **79**, 3431 (2001).
- [63] K. Samonji, H. Yonezu, Y. Takaji, K. Iwaki, N. Ohshima, J.K. Shin, K. Pak. Appl. Phys. Lett., **69**, 100 (1996).
- [64] T. Obata, K. Komeda, T. Nakao, H. Ueba, C. Tatsuyama. J. Appl. Phys., **81**, 199 (1997).
- [65] M.M. Rahman, H. Matada, T. Tambo, C. Tatsuyama. Appl. Surf. Sci., **175/176**, 6 (2001).
- [66] M.M. Rahman, H. Matada, T. Tambo, C. Tatsuyama. J. Appl. Phys., **90**, 202 (2001).
- [67] A. Sakai, T. Tatsumi, K. Aoyama. Appl. Phys. Lett., **71**, 3510 (1997).
- [68] H. Lafontaine, B.F. Mason, S.J. Rolfe, D.D. Perovic, B. Bahierathan. J. Vac. Sci. Technol. B, **16**, 599 (1998).
- [69] D. Dentel, J.L. Bischoff, L. Kubler, J. Werckmann, M. Romeo. J. Cryst. Growth, **191**, 697 (1998).
- [70] S. Bozzo, J.-L. Lazzari, B. Holländer, C. Coudreau, A. Ronda, S. Mantl, F.A. D'Avitaya, J. Derrien. Appl. Surf. Sci., **164**, 35 (2000).
- [71] W.-X. Ni, K. Lyutovich, J. Alami, C. Tengstedt, M. Bauer, E. Kasper. J. Cryst. Growth, **227/228**, 756 (2001).
- [72] G. Bai, M.-A. Nicolet, C.H. Chern, K.L. Wang. J. Appl. Phys., **75**, 4475 (1994).
- [73] R. Beanland. J. Appl. Phys., **72**, 4031 (1992); J. Appl. Phys., **77**, 6217 (1995).
- [74] M. Bauer, K. Lyutovich, M. Oehme, E. Kasper. Thin Sol. Films, **369**, 152 (2000).
- [75] P. Asoka-Kumar, H.-J. Gossmann, F.C. Unterwald, L.C. Feldman, T.C. Leung, H.L. Au, V. Tolyanski, B. Nielsen, K.G. Lynn. Phys. Rev. B, **48**, 5345 (1993).
- [76] A.P. Knights, R.M. Gwilliam, B.J. Sealy, T.J. Grasby, C.P. Parry, D.J.F. Fulgoni, P.J. Phillips, T.E. Whall, E.H.C. Parker, P.G. Coleman. J. Appl. Phys., **89**, 76 (2001).
- [77] T. Ueno, T. Irisawa, Y. Shiraki. J. Cryst. Growth, **227**, 761 (2001).
- [78] R. Hall, J.C. Bean. J. Vac. Sci. Techn. A, **7**, 2580 (1989).
- [79] L. Fedina, A. Gutakovskii, A. Aseev, J. Van Landuyt, J. Vanhellemont. Phil. Mag. A, **77**, 423 (1998).
- [80] Y. Yamashita, F. Jyobe, Y. Kamiura, K. Maeda. Phys. St. Sol. A, **171**, 27 (1999).
- [81] J.P. Hirth, J. Lothe. *Theory of Dislocations*, 2nd ed. (N.Y., Wiley, 1982).
- [82] S. Öberg, P.K. Sitch, R. Jones, M.I. Heggie. Phys. Rev. B, **51**, 13 138 (1995).
- [83] R. Hull, E.A. Stach, R. Tromp, F. Ross, M. Reuter. Phys. St. Sol. A, **171**, 133 (1999).
- [84] H. Gottschalk, N. Hiller, S. Sauerland, P. Specht, H. Alexander. Phys. St. Sol. A, **138**, 547 (1993).
- [85] M. Pasemann, D. Hoehl, A.L. Aseev, O.P. Pchelyakov. Phys. St. Sol. A, **80**, 135 (1983).
- [86] D.J. Eaglsham, P.A. Stolk, H.-J. Gossmann, J.M. Poate. Appl. Phys. Lett., **65**, 2305 (1994).
- [87] J. Li, K.S. Jones. Appl. Phys. Lett., **73**, 3748 (1998).
- [88] L. Fedina, O.I. Lebedev, G. Van Tendello, J. Van Landuyt, O.A. Mironov, E.H.C. Parker. Phys. Rev. B, **61**, 10 336 (2000).
- [89] J.S. Speck, M.A. Brever, G. Beltz, A.E. Romanov, W. Pompe. J. Appl. Phys., **80**, 3808 (1996).
- [90] Ю.А. Тхорик, Л.С. Хазан. *Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетероэпитаксиальных системах* (Киев, Наук. думка, 1983) с. 135.
- [91] Y.H. Lo. Appl. Phys. Lett., **59**, 2311 (1991).
- [92] F.K. LeGoues, A.R. Powell, S.S. Iyer. J. Appl. Phys., **75**, 7240 (1994).
- [93] C. Carter-Coman, R. Bicknell-Tassius, A.S. Brown, Nan Marie Jokerst. Appl. Phys. Lett., **70**, 1754 (1997).

- [94] K. Brunner, H. Dobler, G. Abstreiter, H. Schäfer, B. Lustig. *Thin Sol. Films*, **321**, 245 (1998).
- [95] Z. Yang, J. Alperin, W.I. Wang, S.S. Iyer, T.S. Kuan, F. Semendy. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16**, 1489 (1998).
- [96] D.M. Hansen, P.D. Moran, K.A. Dunn, S.E. Babcock, R.J. Matyi, T.F. Kuech. *J. Cryst. Growth*, **195**, 144 (1998).
- [97] P.D. Moran, D.M. Hansen, R.J. Matyi, J.G. Cederberg, L.J. Mawst, T.F. Kuech. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1559 (1999).
- [98] F.Y. Huang, M.A. Chu, M.O. Tanner, K.L. Wang, G.D. U'Ren, M.S. Goorsky. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2680 (2000).
- [99] Y.H. Luo, J.L. Liu, G. Jin, J. Wan, K.L. Wang, C.D. Moore, M.S. Goorsky, C. Chih, K.N. Tu. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1219 (2001).
- [100] G. Taraschi, T.A. Langdo, M.T. Currie, E.A. Fitzgerald, D.A. Antoniadis. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **20**, 725 (2002).
- [101] F.E. Ejeckam, M.L. Seaford, Y.H. Lo, H.Q. Hou, B.E. Hammons. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 776 (1997).
- [102] G. Patriarche, C. Meriadec, G. LeRoux, C. Deparis, I. Sagnes, J.-C. Harmand, F. Glas. *Appl. Surf. Sci.*, **164**, 15 (2000).
- [103] St. Senz, G. Kästner, U. Gösele, V. Gottschalch. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 703 (2000).
- [104] G. Patriarche, E. Le. Bourhis. *Appl. Surf. Sci.*, **178**, 134 (2001).
- [105] L.B. Freund, W.D. Nix. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 173 (1996).
- [106] W.A. Jesser, J.H. van der Merwe, P.M. Stoop. *J. Appl. Phys.*, **85**, 2129 (1999).
- [107] T.Y. Zhang, Y.J. Su. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1689 (1999).
- [108] Y. Obayashi, K. Shintani. *J. Appl. Phys.*, **88**, 105 (2000).
- [109] D. Zubia, S.D. Hersee, T. Khraishi. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 740 (2002).
- [110] A.S. Brown. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16**, 2308 (1998).
- [111] G. Kästner, U. Gösele, T.Y. Tan. *Appl. Phys. A*, **66**, 13 (1998).
- [112] A. Bourret. *Applied Surf. Sci.*, **164**, 3 (2000).
- [113] G. Kästner, U. Gösele. *J. Appl. Phys.*, **88**, 4048 (2000).
- [114] K. Vanhollebeke, I. Moerman, P. Van Daele, P. Demeester. *Progress in Cryst. Growth and Charact.*, **41**, 1 (2000).
- [115] G.A. Antypas, J. Edgecumbe. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 371 (1975).
- [116] *Compound Semicond.*, **7**, 47 (2001).
- [117] H. Yin, R. Huang, K.D. Hobart, Z. Suo, T.S. Kuan, C.K. Inoki, S.R. Shieh, T.S. Duffy, F.J. Kub, J.C. Sturm. *J. Appl. Phys.*, **91**, 9716 (2002).
- [118] T. Tezuka, N. Sugiyama, S. Takagi, T. Kawakubo. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3560 (2002).
- [119] P.L. Novikov, Yu.B. Bolkhovityanov, O.P. Pchelyakov, S.I. Romanov, L.V. Sokolov. *Semicond. Sci. Technol.*, **18**, 39 (2003).
- [120] D. Bellet. In: *Properties of Porous Silicon*, ed. by L. Canham (London, INSPEC, 1997) p. 127.
- [121] О.П. Пчеляков, Ю.Б. Болховитянов, А.В. Двуреченский, Л.В. Соколов, А.И. Никифоров, А.И. Якимов, Б. Фойхтлендер. *ФТП*, **34**, 1281 (2000).
- [122] C.W. Pei, J.B. Héroux, J. Sweet, W.I. Wang, J. Chen, M.F. Chang. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **20**, 1196 (2002).
- [123] J. Berntgen, A. Shueppen, P. Maier, M. Tortschanoff, W. Kraus, M. Awerweg. *Mater. Sci. Eng. B*, **89**, 13 (2002).
- [124] B. Jagannathan, M. Khater, F. Pagette, J.-S. Rich, D. Angell, H. Chen, J. Florkey, F. Golan, D.R. Greenberg, R. Groves, S.J. Jeng, J. Johnson, E. Mengistu, K.T. Schonenberg, C.M. Schnabel, P. Smith, A. Sticker, D. Ahlgren, G. Freeman, K. Stein, S. Subbana. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **23**, 258 (2002).
- [125] A.T. Vink, C.J. Werkhoven, C. van Opdorp. *Proc. Topical Conference on Characterization Techniques for Semiconductor Materials and Science* (Seattle, Electrochemical Society Spring Meeting, 1978).
- [126] F.M. Ross, R. Hall, D. Bahnk, J.C. Bean, L.J. Peticolas, R.A. Hamm, H.A. Huggins. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **10**, 2008 (1992).
- [127] L.M. Giovane, H.-C. Luan, A.M. Agarwal, L.C. Kimerling. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 541 (2001).
- [128] Y.-J. Mii, Y.-H. Xie, E.A. Fitzgerald, D. Monroe, F.A. Thiel, B.E. Weir, L.C. Feldman. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 1611 (1991).
- [129] U. König, M. Glück, G. Höck. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16**, 2609 (1998).
- [130] T.E. Whall, E.H.C. Parker. *Thin Sol. Films*, **368**, 297 (2000).
- [131] H.-J. Herzog, T. Hackbarth, G. Höck, M. Zeuner, U. König. *Thin Sol. Films*, **380**, 36 (2000).
- [132] E.A. Fitzgerald, Y.-H. Xie, D. Monroe, P.J. Silverman, J.M. Kuo, A.R. Kotran, F.A. Thiel, B.E. Weir. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **10**, 1807 (1992).
- [133] D. Monroe, Y.-H. Xie, E.A. Fitzgerald, P.J. Silverman, G.P. Watson. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **11**, 1731 (1993).
- [134] R.M. Feenstra, M.A. Lutz, F. Stern, K. Ismail, P.M. Mooney, F.K. LeGoues, C. Stanis, J.O. Chu, B.S. Meyerson. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13**, 1608 (1995).
- [135] A. Yutani, Y. Shiraki. *J. Cryst. Growth*, **175/176**, 504 (1997).
- [136] K. Ismail, F.K. LeGoues, K.L. Saenger, M. Arafa, J.O. Chu, P.M. Mooney, B.S. Meyerson. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3447 (1994).
- [137] N. Sugii, K. Nakagawa, Y. Kimura, S. Yamaguchi, M. Miyao. *Semicond. Sci. Technol. A*, **13**, 140 (1998).
- [138] M. Miyao, K. Nakagawa, N. Sugii, S. Yamaguchi. *Microelectronic Eng.*, **47**, 221 (1999).
- [139] K. Ismail, F.K. LeGoues, K.L. Saenger, M. Arafa, J.O. Chu, P.M. Mooney, B.S. Meyerson. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3447 (1994).
- [140] P.K. Basu, S.K. Paul. *J. Appl. Phys.*, **71**, 3617 (1992).
- [141] K. Ismail, S.F. Nelson, J.O. Chu, B.S. Meyerson. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 660 (1993).
- [142] M.T. Currie, C.W. Leitz, T.A. Langdo, G. Taraschi, E.A. Fitzgerald, D.A. Antoniadis. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **19**, 2268 (2002).
- [143] F.L. Madarasz, F. Szmulowicz. *Phys. Rev. B*, **24**, 4611 (1981).
- [144] F. Szmulowicz. *Phys. Rev. B*, **28**, 5943 (1983).
- [145] F. Szmulowicz. *Phys. Rev. B*, **34**, 4031 (1986).
- [146] J.E. Dijkstra, W.Th. Wenckebach. *J. Appl. Phys.*, **85**, 1587 (1999).
- [147] J.M. Hinckley, J. Singh. *Phys. Rev. B*, **41**, 2919 (1990).
- [148] T. Manku, A. Nathan. *Phys. Rev. B*, **43**, 12634 (1991).
- [149] T. Manku, A. Nathan. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **12**, 704 (1991).
- [150] T. Manku, A. Nathan. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **39**, 2082 (1992).
- [151] S.K. Chun, K.L. Wang. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **39**, 2153 (1992).
- [152] Y. Fu, K.J. Grahn, M. Willander. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **41**, 26 (1994).
- [153] Y. Fu, M. Willander. *Physical models of semiconductor quantum devices* (Kluwer, Academic Publ., 1999).
- [154] T.E. Whall. *J. Cryst. Growth*, **157**, 353 (1995).
- [155] D.W. Smith, C.J. Emeleus, R.A. Kubiak, T.E. Whall, E.H.C. Parker. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 222 (1993).
- [156] U. König, F. Schäffler. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **14**, 205 (1993).

- [157] M. Arafa, P. Fay, K. Ismail, J.O. Chu, B.S. Meyerson, I. Adevsida. IEEE Electron. Dev. Lett., **17**, 124 (1996).
- [158] W.A. Beck, J.R. Anderson. J. Appl. Phys., **62**, 541 (1987).
- [159] G. Höck, M. Glück, T. Hackbath, H.J. Herzog, E. Kohn. Thin Sol. Films, **336**, 141 (1998).
- [160] T. Irisawa, H. Miura, T. Ueno, Y. Shiraki. Jap. J. Appl. Phys., **40**, 2694 (2001).
- [161] T. Ueno, T. Irisawa, Y. Shiraki. Physica E, **7**, 790 (2000).
- [162] T. Ueno, T. Irisawa, Y. Shiraki, A. Uedono, S. Tanigawa. Thin Sol. Films, **369**, 320 (2000).
- [163] S. Madhavi, V. Venkataraman, Y.H. Xie. J. Appl. Phys., **89**, 2497 (2001).
- [164] M.V. Fischetti, S.E. Laux. J. Appl. Phys., **80**, 2234 (1996).
- [165] M. Myronov, T. Irisawa, O.A. Mironov, S. Koh, Y. Shiraki, T.E. Whall, E.H.C. Parker. Appl. Phys. Lett., **80**, 3117 (2002).
- [166] T. Irisawa, S. Tokumitsu, T. Hattori, K. Nakagawa, S. Koh, Y. Shiraki. Appl. Phys. Lett., **81**, 847 (2002).
- [167] P.W. Li, W.M. Liao. Sol. St. Electron., **46**, 39 (2002).
- [168] P.W. Li, W.M. Liao. J. Vac. Sci. Technol. A, **20**, 1030 (2002).
- [169] M.T. Currie, C.W. Leitz, T.A. Langdo, G. Taraschi, E.A. Fitzgerald, D.A. Antoniadis. J. Vac. Sci. Technol. B, **19**, 2268 (2001).
- [170] C.W. Leitz, M.T. Currie, M.L. Lee, Z.-Y. Cheng, D.A. Antoniadis, E.A. Fitzgerald. Appl. Phys. Lett., **79**, 4246 (2001).
- [171] M. Myronov, P.J. Phillips, T.E. Whall, E.H.C. Parker. Appl. Phys. Lett., **80**, 3557 (2002).
- [172] S. Subbanna, D. Ahlgren, D. Hareme, B. Meyerson. 1999 IEEE International Solid-State Circuits Conference. Paper MP 4.1.

Редактор Л.В. Беляков

Achievements and problems in artificial GeSi substrates for heteroepitaxy: a review

*Yu.B. Bolkhovityanov, O.P. Pchelyakov, L.V. Sokolov,
S.I. Chikichev*

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract It is desirable to have Si-based substrates with tailored lattice parameters in order to use for device fabrication a wide spectrum of semiconductor materials, of which the epitaxial growth is well developed. These substrates are often called artificial. The present work provides a critical overview of various methods used in artificial substrates fabrication with main emphasis being placed on misfit dislocation introduction and threading dislocation minimization. Using literature data supplemented by our own experimental results a comprehensive analyses is given of various mechanisms leading to low threading dislocation density in plastically relaxed epilayers considering first of all various GeSi heterostructures grown on low-temperature Si buffer layers. The results obtained by other recently developed methods involving the so-called „compliant“ or „soft“ substrates are also discussed. Finally, the most important electrophysical parameters of Si and GeSi epilayers grown on artificial substrates are described including best results achieved so far.