

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР РАН – ФИЛИАЛ
ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО НАУЧНОГО
УЧРЕЖДЕНИЯ «ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

Новиков Алексей Витальевич

**SiGe гетероструктуры, выращенные на различных подложках:
релаксация упругих напряжений, люминесценция и селективное
легирование**

01.04.10 - физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород - 2021

Содержание

Введение	5
Глава 1. Влияние знака деформации на рост SiGe структур на подложках с кристаллографической ориентацией (001)	24
1.1. Релаксация упругих напряжений при росте SiGe гетероструктур (обзор литературы)	26
1.1.1. Пластическая релаксация упругих напряжений в планарных Si/Ge гетероструктурах	28
1.1.2. Механизмы релаксации упругих напряжений в SiGe структурах, не связанные с образованием дефектов	34
1.2. Методы роста и исследования SiGe структур, сформированных на различных подложках	55
1.3. Влияние знака деформации SiGe гетероструктур на механизмы релаксации упругих напряжений в них	62
1.4. Влияние напряженных, сжатых SiGe подслоев на рост слоев Ge на Si(001) подложках	74
1.5. Влияние напряженных SiGe подслоев на рост структур на релаксированных SiGe/Si(001) буферах	90
Выводы к Главе 1	99
Глава 2. Связь люминесцентных свойств Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся наноостровков с их параметрами	103
2.1. Связь спектрального положения и интенсивности сигнала фотолюминесценции Ge(Si)/Si(001) островков с их параметрами	109
2.1.1. Зависимость параметров Ge(Si) островков от температуры роста	109
2.1.2. Люминесцентные свойства однослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками	113
2.1.3. Особенности люминесценции многослойных структур с	

Ge(Si)/Si(001) островками	119
2.2. Электролюминесценция структур с Ge(Si)/Si(001) островками	128
2.3. Использование структур с Ge(Si)/Si(001) островками для реализации оптической связи между структурами, сформированными на кремнии	135
Выводы к Главе 2	137
Глава 3. Управление люминесцентными свойствами Ge(Si) самоформирующихся nanoостровков за счет их встраивания между растянутыми слоями Si	141
3.1. Зависимость параметров Ge(Si) островков, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, от условий роста	147
3.2. Управление положением и шириной полосы люминесценции Ge(Si) островков за счет их встраивания между растянутыми слоями Si	153
3.2.1. Влияние температуры роста на люминесценцию Ge(Si)/tSi островков	156
3.2.2. Управление спектральным положением сигнала люминесценции Ge(Si)/tSi островков	159
3.2.3. Управление шириной линии люминесценции Ge(Si)/tSi островков	163
3.3. Интенсивность сигнала люминесценции Ge(Si)/tSi островков и причины его температурного гашения	173
3.4. Электролюминесценция структур с Ge(Si)/tSi островками	180
Выводы к Главе 3	184
Глава 4. Метод селективного легирования эпитаксиальных Si, Ge и SiGe структур сегрегирующими примесями	187
4.1. Сегрегация примесей в процессе МПЭ структур на основе Si и Ge и способы ее преодоления (обзор литературы)	191
4.2. Общее описание оригинального метода селективного	

легирования донорами SiGe структур	212
4.3. Температурные зависимости коэффициента сегрегации Sb в Si, Ge и SiGe структурах	217
4.3.1. Температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в Si(001) гомоэпитаксиальных структурах	222
4.3.2. Температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в Ge(001) гомоэпитаксиальных структурах	228
4.3.3. Зависимость сегрегационных свойств Sb от параметров и условий роста SiGe гетероструктур	233
4.4. Экспериментальная реализация предложенного метода селективного легирования SiGe структур сегрегирующими примесями	241
4.4.1. Формирование толстых легированных слоев с резким профилем распределения примеси	241
4.4.2. Получение и характеристика δ -легированных структур	249
4.4.3. Управление высотой барьера в диодах Шоттки за счет селективного легирования Si структур	263
Выводы к Главе 4	269
Заключение	273
Список работ автора по теме диссертации	277
Список литературы	294

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Развитие методов эпитаксиального роста кардинально расширило возможности по созданию полупроводниковых структур с заданными свойствами. Это, в том числе, касалось и такого традиционного метода модификации свойств полупроводников как легирование, так как при эпитаксиальном росте структур возможно создание сложных профилей распределения примеси, концентрация которой в легированных областях может значительно превосходить равновесную растворимость электрически активной примеси в полупроводнике (см., например, [1]). Но наиболее значительный прогресс в управлении свойствами полупроводниковых структур при использовании эпитаксии был достигнут за счет формирования гетероструктур [2]. Благодаря возможностям гетероэпитаксии, которая позволяет менять не только тип и величину проводимости, но и многие другие параметры полупроводников, такие как, ширину запрещенной зоны, диэлектрическую проницаемость, подвижность носителей заряда и спектр их электронных состояний, были не только значительно улучшены характеристики традиционных электронных полупроводниковых приборов [3], но и созданы принципиально новые приборы - полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов [4], гетеролазеры на квантовых ямах [2] и квантовых точках [5], а также квантово-каскадные лазеры [6].

Одним из обстоятельств, которое необходимо учитывать при гетероэпитаксии полупроводниковых структур, является рассогласование кристаллических решеток различных материалов их составляющих. Среди существующих напряженных полупроводниковых гетероструктур к настоящему времени наиболее изученными гетеропарами являются InAs/GaAs и Ge/Si. Интерес к этим гетеропарам во многом обусловлен их широким использованием в современной нано- и оптоэлектронике. Кроме этого, гетеропара Ge/Si является своего рода модельной системой для

исследования влияния упругих напряжений на эпитаксиальный рост полупроводниковых структур.

Многочисленные исследования этих и других гетеропар показали, что при росте гетероструктур необходимо учитывать даже относительно небольшое рассогласование кристаллических решеток между формируемой структурой и подложкой. Во многом это вызвано различными процессами релаксации упругих напряжений в полупроводниковых гетероструктурах, которые могут приводить к изменению поверхностной реконструкции атомов, образованию дефектов кристаллической решетки, смене механизма роста с планарного на островковый, а также ускоренному диффузионному перемешиванию (для SiGe гетеросистемы см. обзоры [7 - 9]). Исследования, посвященные процессам релаксации упругих напряжений в полупроводниковых гетероструктурах, остаются одними из наиболее актуальных в физике полупроводников. Именно хорошее понимание этих процессов позволило использовать их для решения ряда важных задач: пластическую релаксацию упругих напряжений - для создания искусственных подложек на основе релаксированных буферов [7], а релаксацию за счет развития шероховатости поверхности – для получения структур с самоформирующимися квантовыми точками и наноструктурами [10 - 12].

К началу 2000-х годов для гетеросистем Ge/Si и InAs/GaAs были достаточно хорошо исследованы процессы релаксации упругих напряжений, происходящие в одно- и многослойных структурах со сжатыми слоями [7-9]. При этом, как показал обзор результатов этих исследований, представленный в главе 1, имелось лишь небольшое число работ, посвященных особенностям релаксации упругих напряжений в растянутых слоях в этих гетеропарах [13, 14], и практически отсутствовали работы по релаксации упругих напряжений в структурах, содержащих слои, различающиеся знаком и величиной деформации. В тоже время, одним из направлений развития полупроводниковых приборов и устройств является усложнение их дизайна,

которое проявляется в наличии в одной структуре слоев, различающиеся составом, знаком и величиной деформации. Выявлению особенностей релаксации упругих напряжений через развитие шероховатости в таких структурах посвящена первая глава диссертации.

Наиболее ярким результатом исследований роста напряженных полупроводниковых гетероструктур можно назвать обнаружение в начале 90-х годов прошлого столетия того факта, что одной из стадий релаксации упругих напряжений в них является формирование массива когерентных, бездефектных самоформирующихся nanoостровков и квантовых точек (КТ) [10 - 12]. Для гетеропары InAs/GaAs это привело к созданию лазеров на КТ с рекордными характеристиками [5] и расширению спектрального диапазона оптоэлектронных приборов на GaAs подложках до практически важного спектрального диапазона 1.3-1.55 мкм [15-17]. Излучательные свойства самоформирующихся nanoостровков в системе Ge/Si также привлекли к себе внимание благодаря спектральному расположению их сигнала люминесценции в области 1.55 мкм, которая недостижима в планарных SiGe гетероструктурах [18]. Практический интерес к люминесценции GeSi nanoостровков значительно возрос после того, как несколько групп продемонстрировали, что их сигнал люминесценции наблюдается при оптической и электрической накачке вплоть до комнатной температуры [19, 20] и может иметь высокую для структур на основе кремния эффективность [21]. Дополнительным преимуществом структур с Ge(Si) островками по сравнению с другими материалами, рассматриваемыми для создания источников излучения на кремнии, является относительная простота их дизайна, которая значительно упрощает решение задачи по интеграции структур с Ge(Si) островками в разрабатываемые системы кремниевой оптоэлектроники [22]. Совокупность перечисленных факторов сделала структуры с Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками одним из перспективных материалов для создания на кремнии источников излучения ближнего ИК диапазона для оптоэлектронных приложений.

Было установлено, что сигнал люминесценции Ge(Si) островков связан с не прямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией между дырками, локализованными в островках и электронами, находящимися в кремниевой матрице на гетерогранице с островком [23, 24]. В тоже время, несмотря на достаточно большое число работ, посвященных излучательным свойствам Ge(Si) самоформирующихся наноостровков, не была установлена однозначная связь между спектральным положением сигнала люминесценции островков и их параметрами. Во многом это было обусловлено тем, что при интерпретации спектров люминесценции островков, образованных при осаждении Ge на Si(001), не учитывалась ускоренная упругими напряжениями диффузия Si в островки [25] и связанная с ней сильная зависимость состава Ge(Si) островков от условий роста и параметров структур [26]. Одним из следствий отсутствия должного понимания в этом вопросе являлось плохое понимание, какие параметры Ge(Si) островков определяют эффективность их люминесценции при комнатной температуре. Кроме того, не были предложены и реализованы подходы, которые позволяли бы контролируемым образом менять спектральное положение и ширину сигнала люминесценции островков. Решению отмеченных вопросов, касающихся излучательных свойств Ge(Si) островков, посвящены вторая и третья главы диссертации.

Тенденции в развитии современной нанoeлектроники, связанные с уменьшением размеров активных областей п/п приборов и использованием гетероструктур, предъявляют новые требования и к традиционному методу модификации свойств полупроводников за счет их легирования. Уменьшение толщин отдельных слоев в приборных структурах делает актуальной задачу развития методов контролируемого легирования, которые обеспечивали бы резкие градиенты распределения легирующих примесей, включая создание дельта-легированных областей [1]. Для эпитаксиальных структур решение этой задачи в значительной мере осложняется эффектом сегрегации, который проявляется для многих донорных и акцепторных примесей. Развитие

методов селективного легирования напряженных гетероструктур требует еще и дополнительных знаний о зависимости поведения примеси от состава и упругих напряжений отдельных слоев в структуре. Немаловажным критерием, предъявляемым к развиваемым методам легирования полупроводников, является их относительная простота, дешевизна и воспроизводимость. Можно отметить, что, несмотря на большой объем работ, посвященных этой задаче, обзор которых представлен в четвертой главе, к началу 2010-х годов не было предложено метода легирования донорами SiGe структур, который удовлетворял бы всем вышеперечисленным требованиям. Установлению зависимостей сегрегационных свойств Sb от условий роста и параметров SiGe структур и развитию на основе полученных зависимостей оригинального метода селективного легирования эпитаксиальных структур на основе Si и Ge сегрегирующими примесями посвящена четвертая глава диссертации.

Цели и задачи диссертационной работы

- Выявление влияния знака деформации SiGe слоев на процессы релаксации упругих напряжений в них. Использование напряженных подслоев для управления сменой механизма роста SiGe структур с планарного на островковый.
- Установление для одно- и многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися наноструктурами связи между спектральным положением сигнала люминесценции островков и их параметрами. Определение основных параметров Ge(Si) островков, оказывающих влияние на интенсивность их сигнала люминесценции при комнатной температуре. Получение структур с Ge(Si) островками, демонстрирующих интенсивный сигнал фото- и электролюминесценции при комнатной температуре в области длин волн 1.3-1.55 мкм.
- Развитие подходов к управлению спектральным положением и шириной сигнала люминесценции Ge(Si) островков.

- Установление зависимости сегрегационных свойств сурьмы в эпитаксиальных структурах на основе Si и Ge от условий роста и параметров структур. Использование этих зависимостей для развития метода селективного легирования SiGe гетероструктур сегрегирующими примесями.

Научная новизна

Научная новизна диссертационной работы определяется оригинальностью полученных результатов, которые опубликованы в международных и российских научных журналах. Научную новизну работы кратко можно сформулировать следующим образом:

1. Для напряженных SiGe гетероструктур, выращенных на подложках с кристаллографической ориентацией (001), впервые экспериментально установлена связь знака деформации с характером процессов релаксации упругих напряжений в них через развитие шероховатости поверхности и образование самоформирующихся наноостровков и квантовых точек. Продемонстрировано, что различное влияние деформации сжатия и растяжения на развитие шероховатости поверхности способствует переходу от двумерного к трехмерному росту для SiGe слоев, испытывающих деформацию сжатия, и препятствует такому переходу для слоев с деформацией растяжения.
2. Показана количественная связь между параметрами Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков (размерами, составом и формой) и спектральным положением их сигнала люминесценции, обусловленного непрямым в реальном пространстве оптическим переходом между дырками, локализованными в Ge(Si) островках, и электронами, находящимися в локально растянутых областях кремния на гетерогранице с островком.
3. Установлено, что пространственная локализация электронов и дырок в структурах с Ge(Si) островками за счет их встраивания между тонкими слоями растянутого Si приводит к росту вероятности бесфононной излучательной рекомбинации носителей заряда в них.

4. Впервые продемонстрировано, что зависимость сегрегационных свойств сурьмы от температуры в эпитаксиальных структурах на основе кремния и германия может быть описана в предположении существования двух механизмов сегрегации, на террасах и ступенях, имеющих различные энергии, их характеризующие. Уменьшение значений этих энергий при увеличении доли Ge в SiGe гетероструктурах связывается с меньшей энергией связи атомов в Ge по сравнению с Si. Демонстрировано, что температурная зависимость коэффициента сегрегации сурьмы в SiGe структурах может быть использована для их селективного легирования.

Научная и практическая значимость работы

Полученные в работе новые экспериментальные данные вносят существенный вклад в понимание процессов релаксации упругих напряжений в полупроводниковых гетероструктурах, люминесцентных свойств Ge(Si) самоформирующихся nanoостровков, сегрегационных свойств сурьмы в SiGe гетероструктурах. Научная и практическая значимость работы состоит следующем:

- Для SiGe гетероструктур, выращенных на подложках с кристаллографической ориентацией (001), экспериментально установлено различие во влиянии сжатых и растянутых планарных, напряженных SiGe подслоев на последующий рост структур. Показано, что предосаждение сжатых SiGe слоев ведет к уменьшению критической толщины двумерного роста пленки Ge на них, а растянутых – к увеличению. Выявлено, что влияние захороненных напряженных SiGe подслоев на дальнейший рост структуры сохраняется и при их зарастивании тонкими (толщиной в единицы нанометров) ненапряженными слоями. Экспериментально установленное различное влияние напряженных SiGe подслоев с различным знаком деформации на дальнейший рост SiGe структур на подложках с кристаллографической ориентацией (001) необходимо учитывать при формировании приборных структур, дизайн которых предполагает наличие в них нескольких напряженных слоев.

- Показано, что сигнал люминесценции Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, связанный с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом, может наблюдаться при энергиях, существенно меньших ширины прямой запрещенной зоны объемного Ge.

- Выявлено, что для структур, выращенных на Si(001) подложках, наиболее интенсивный сигнал люминесценции в области длин волн 1.3-1.8 мкм при комнатной температуре наблюдается от многослойных структур с Ge(Si) наноструктурами, сформированными за счет осаждения Ge при оптимальной температуре 600⁰С, когда реализуется наиболее эффективная пространственная локализация носителей заряда.

- Показано, что пространственная локализация носителей заряда в Ge(Si) островках и их окрестностях делает люминесцентные свойства островков менее чувствительными к объемным и поверхностным дефектам структуры, что позволяет использовать светоизлучающие структуры с Ge(Si) островками в различных микрорезонаторах и радиационно-стойких устройствах.

- Получены макеты светодиодов с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися наноструктурами, излучающие в области длин волн 1.3-1.8 мкм с внешней квантовой эффективностью ~0.01% при комнатной температуре. Продемонстрирована возможность использования полученных светодиодов для реализации оптической связи между структурами, сформированными на кремнии.

- Показана возможность управления люминесцентными свойствами Ge(Si) островков (вероятностью оптического перехода без участия фонона, спектральным положением и шириной сигнала люминесценции) за счет их встраивания между слоями растянутого Si, выращенными на релаксированных SiGe/Si(001) буферах или подложках «напряженный кремний на изоляторе». Данный подход позволил получить наиболее длинноволновый для эпитаксиальных SiGe гетероструктур сигнал межзонной люминесценции (вплоть до 2 мкм) и рекордно узкую для массива

неупорядоченных Ge(Si) островков линию фотолюминесценции (20-30 мэВ при температуре 20 К).

- На основе анализа температурной зависимости сегрегационных свойств сурьмы предложен и экспериментально реализован метод селективного легирования донорами Si и Ge гомоэпитаксиальных структур, а также гетероструктур на их основе. Предложенный метод позволяет получать в SiGe гетероструктурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), однородно легированные сурьмой слои с градиентом распределения примеси на их границах в 2-3 нм на декаду и δ -легированные слои с шириной на полувысоте 2-3 нм. Полученные легированные слои характеризуются высоким кристаллическим качеством. Показано, что предложенный метод селективного легирования может быть использован для формирования омических контактов и создания низкочастотных диодов Шоттки на основе кремния. Разработанный в диссертации метод легирования прост и не требует для своей реализации никакого дополнительного оборудования для установок МПЭ.

Методы исследования

Исследованные в работе SiGe гетероструктуры были выращены на различных подложках методом МПЭ, являющимся одним из основных методов роста полупроводниковых гетероструктур. Рост структур контролировался *in situ* методом дифракции быстрых электронов, который позволял определять состояние их поверхности, момент смены механизма роста с двумерного на островковый и тип формируемых островков. Характеризация выращенных структур производилась с использованием таких методов как: атомно-силовая и просвечивающая электронная микроскопия, рентгенодифракционный анализ, спектроскопия люминесценции, вторичная ионная масс-спектрометрия, измерение эффекта Холла и др. Непротиворечивость результатов, полученных в диссертации с использованием различных методов, может служить подтверждением их достоверности.

Положения, выносимые на защиту

1. При росте напряженных гетероструктур SiGe на подложках с кристаллографической ориентацией (001) существенное влияние на процессы релаксации упругих напряжений в них, кроме рассогласования постоянных кристаллической решетки пленки и подложки, оказывает знак деформации. Это влияние обусловлено зависимостью от знака деформации энергии моноатомных ступеней на поверхности (001) с реконструкцией атомов (2×1), которая уменьшается при приложении деформации сжатия и растет при деформации растяжения. При формировании растянутых SiGe слоев увеличение энергии моноатомных ступеней на (2×1) реконструированной поверхности (001) препятствует развитию шероховатости поверхности роста и, как следствие, зарождению бездефектных островков.

2. Изменение шероховатости поверхности роста и сегрегация Ge в результате осаждения напряженных SiGe слоев могут быть использованы для управления последующим ростом напряженных структур. Предосаждение планарных, сжатых SiGe слоев ведет к уменьшению критической толщины двумерного роста на них SiGe слоев с высокой долей Ge, а растянутых – к увеличению. Воздействие напряженных SiGe подслоев на рост структур сохраняется и при их наращивании тонкими ненапряженными слоями.

3. Основным фактором, определяющим спектральное положение сигнала люминесценции куполообразных Ge(Si) островков, образующихся при осаждении Ge на Si(001) при $T \geq 600^\circ\text{C}$, является их состав, зависящий от температуры роста. На положение сигнала люминесценции hut-кластеров, формируемых при низких ($T \leq 550^\circ\text{C}$) температурах, кроме состава существенное влияние оказывает также и их размер в направлении роста.

4. Интенсивность сигнала люминесценции при комнатной температуре от структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками в значительной мере определяется глубиной потенциальных ям для носителей заряда в островках и их окрестностях. При молекулярно-пучковой эпитаксии наиболее интенсивный сигнал люминесценции при комнатной

температуре наблюдается для многослойных структур с куполообразными наноостровками, выращенных при температуре роста 600°C . Это связывается с реализацией в данном типе структур наиболее глубоких потенциальных ям для дырок в островках и электронов в кремнии на гетерогранице с островком.

5. Для структур с $\text{Ge}(\text{Si})$ самоформирующимися наноостровками, встроенными между слоями растянутого Si , выращенными на релаксированных $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ буферах, возможно управление положением и шириной сигнала люминесценции островков счет выбора толщин слоев Si и, следовательно, изменения положения энергетических уровней электронов в этих слоях. Данный подход позволяет продвинуть сигнал люминесценции от $\text{Ge}(\text{Si})$ островков в длинноволновую область, вплоть до $2\ \mu\text{m}$, и получить наиболее узкий пик фотолюминесценции для массива неупорядоченных $\text{Ge}(\text{Si})$ островков (ширина пика на его полувысоте $\sim 25\ \text{meV}$ при 20K).

6. Температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в кремнии, германии и гетероструктурах на их основе имеет качественно схожий характер и может быть описана моделью, предполагающей наличие двух механизмов сегрегации, связанных с сегрегацией примеси на террасах и ступенях. Смещение температурной зависимости сегрегационных свойств сурьмы в более низкие температуры с ростом доли Ge в SiGe гетероструктурах вызвано уменьшением высоты энергетических барьеров для обоих механизмов сегрегации из-за меньшей энергии связи атомов в германии по сравнению с кремнием.

7. Наличие на температурной зависимости коэффициента сегрегации сурьмы в SiGe гетероструктурах двух диапазонов температур, в каждом из которых возможно получение структур высокого кристаллического качества, но значение коэффициента сегрегации в которых отличается более чем на 4 порядка, позволяет использовать сегрегацию примеси для селективного легирования этих гетероструктур. Создание резких профилей распределения примеси при этом достигается за счет переключения между режимами кинетически ограниченной сегрегации на

ступенях и термодинамически равновесной сегрегации на террасах путем изменения температуры роста. Основанный на данном подходе метод селективного легирования SiGe структур сурьмой позволяет получать как однородно легированные слои толщиной от десятков до сотен нанометров с градиентом распределения примеси на их границах в 2-3 нм на декаду, так и δ -легированные слои с шириной 2-3 нм на полувысоте пика распределения примеси.

Степень достоверности и апробация работы

Достоверность результатов обусловлена использованием широкого набора экспериментальных методов, с помощью которых они были получены, и не противоречивостью этих результатов. Диссертация выполнена в Институте физики микроструктур Российской академии наук (ИФМ РАН) в период с 2002 по 2018 год. Результаты диссертационной работы обсуждались на семинарах в ИФМ РАН. Часть результатов обсуждалась на семинарах Института Макса Планка по исследованию твердого тела (Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany). Основные результаты диссертации представлены в одном изобретении [A1], одной главе в книге [A2]. Результаты диссертации опубликованы в 54 статьях [A3 – A56] и были представлены на Совещании «Нанофотоника» (Нижний Новгород 2004 г.) [A57], IX-XX Международных симпозиумах "Нанофизика и наноэлектроника" (г.Н. Новгород –2005-2020 гг.) [A58 – A74], VII, VIII, IX, XI и XII Российских конференциях по физике полупроводников (Ершово 2005 и 2015 гг, Екатеринбург 2007 г., Новосибирск- Томск 2009 г., Санкт – Петербург 2013 г.) [A75 – A82], V, VII, IX и X Международных конференциях по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на их основе (Черноголовка 2008 г., Нижний Новгород 2010 г., Санкт-Петербург 2012 г, Иркутск 2014 г) [A83-A89], 14-th и 18-th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology” (Санкт-Петербург 2006, 2010 г)

[A90, A91], Third International Silicon Germanium Technology and device Meeting (ISTDM, Princeton, USA 2006г) [A92], 1st International Workshop on Si based nano-electronics and –photonics (Vigo, Spain, 2009) [A93], Conference “Quantum Dot 2010” (Nottingham, UK 2010) [A94], 17th International Conference on Crystal Growth and Epitaxy (Warsawa, Poland 2013) [A95], XII International Conference on Nanostructured Materials (NANO 2014, Moscow, Russia 2014) [A96], 11th International Conference on Group IV Photonics (Paris, France 2014) [A97] соискателем лично или в рамках докладов соавторов.

Личный вклад автора

Личный вклад автора является определяющим в постановке целей и задач работы, в росте структур, анализе результатов их исследований, полученных различными методами, подготовке результатов к публикациям и представлению на конференциях. Автор принимал непосредственное участие в запуске и/или модернизации установок МПЭ, используемых для роста исследованных структур. Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором лично, либо при его непосредственном участии.

При этом необходимо отметить, что рост структур проходил совместно с к.ф.-м.н. Д.Н. Лобановым, к.ф.-м.н. М.В. Шалеевым и к.ф.-м.н. Д.В. Юрасовым, атомно-силовая микроскопия структур проведена к.ф.-м.н. М.В. Шалеевым и, частично, к.ф.-м.н. Н.В. Востоковым, рентгенодифракционный анализ структур выполнен д.ф.-м.н. Ю.Н. Дроздовым и к.ф.-м.н. П.А. Юниным, измерения распределения основных элементов и примесей в структурах с помощью метода ВИМС – к.ф.-м.н. М.Н. Дроздовым, спектров фотолюминесценции – к.ф.-м.н. А.Н. Яблонским и к.ф.-м.н. Н.А. Байдаковой, спектров электролюминесценции и фотопроводимости, – к.х.н. В.Б. Шмагиным и к.ф.-м.н. К.Е. Кудрявцевым, эффекта Холла – А.В. Антоновым, магнитотранспортные измерения - к.ф.-м.н. К.Е. Спириным. Снимки просвечивающей электронной микроскопии получены к.ф.-м.н. Н.Д.

Захаровым. Измерения характеристик диодов Шоттки на основе селективно-легированных Si:Sb/Si(001) структур проведены к.ф.-м.н. А.В. Мурелем. Автор благодарит д.ф.-м.н. В.Я. Алешкина за разработку программного пакета, позволяющего выполнять расчеты зонной структуры различных SiGe гетероструктур, а д.ф.-м.н. Ю.Н. Дроздова – за разработку программы, позволяющей вычислять распределения Si и Ge в структурах с учетом сегрегации Ge. Технология получения релаксированных SiGe/Si(001) буферов была разработана совместно с О.А. Кузнецовым и д.х.н. В.А. Перевошиковым. Автор благодарит Е.Е. Морозову и к.ф.-м.н. Д.В. Шенгурова за подготовку образцов к росту и электрофизическим измерениям. Автор также благодарит к.ф.-м.н. В.В. Постникова за переданный опыт в области эпитаксиального роста и легирования полупроводниковых гетероструктур.

Отдельно автор хотел бы поблагодарить член-корр. РАН, д.ф.-м.н. З.Ф. Красильника за неоценимую помощь в процессе всей работы над диссертацией.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка работ автора по теме диссертации и списка цитируемой литературы, который включает в себя 307 наименований. Общий объем диссертации составляет 327 страниц, включая 52 рисунка.

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований и представлена ее разработанность, изложены цели и задачи работы, методы исследования, показана научная новизна работы и ее практическая значимость, приведены положения, выносимые на защиту, и личный вклад автора.

В начале **первой главы** диссертации представлен обзор литературы, посвященной процессам релаксации упругих напряжений в

полупроводниковых гетероструктурах, в котором особое внимание уделено SiGe гетероструктурам. Показано, что понимание процессов пластической релаксации позволило за счет формирования релаксированных слоев с низкой концентрацией дефектов кристаллической решетки в значительной мере решить проблему ограниченного набора коммерчески доступных монокристаллических подложек. В этой части диссертации представлено подробное описание процессов релаксации упругих напряжений через развитие шероховатости и диффузионное перемешивание в SiGe гетероструктурах, испытывающих деформацию сжатия. Имеющиеся литературные данные показывают, что для широкого диапазона состава сжатых SiGe слоев релаксация упругих напряжений в них через образование самоформирующихся, бездефектных nanoостровков начинается раньше, чем пластическая релаксация. В литературе были достаточно широко представлены результаты исследований роста однослойных и многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками, которые позволили выявить различия в механизмах смены режима роста с двумерного на островковый в этих структурах в зависимости от состава SiGe слоев; описать эволюцию параметров nanoостровков при увеличении количества осажденного материала и изменении температуры роста; установить особенности роста многослойных структур с Ge(Si) островками и развить методы их пространственного упорядочения. В то же время имелось малое число работ, посвященных исследованию процессов релаксации упругих напряжений для растянутых SiGe слоев. Также практически не исследованным оставался рост островков в структурах, содержащих несколько слоев различного состава, например, рост Ge(Si) островков в структурах с SiGe подслоями. Структуры такого типа могут быть использованы для создания фотоприемников среднего ИК диапазона [27].

Ликвидации части отмеченных пробелов в исследованиях роста напряженных SiGe гетероструктур посвящена основная часть **первой главы** диссертации. В ней за счет исследования роста напряженных SiGe

гетероструктур на различных подложках с кристаллографической ориентацией (001) (Si и Ge монокристаллических подложках, а также на релаксированных SiGe буферах) выявлено влияние знака деформации на процессы релаксации упругих напряжений в них за счет развития шероховатости поверхности. Это влияние связывается с зависимостью от знака деформации энергии моноатомных ступеней на поверхности кристаллов со структурой алмаза (001) с поверхностной реконструкцией атомов (2×1) [13]. Уменьшение энергии моноатомных ступеней при приложении к ним деформации сжатия способствует образованию Ge(Si) самоформирующихся наноостровков в широком диапазоне составов и условий роста сжатых SiGe слоев. Увеличение же этой энергии при деформации растяжения ведет к малой шероховатости поверхности растянутых SiGe слоев и является одной из причин формирования при их росте массивов дефектных, а не когерентных наноостровков. Показано, что кроме шероховатости поверхности на рост SiGe структур оказывает влияние также сегрегация атомов Ge. Влиянием этих факторов объясняется экспериментально установленное уменьшение критической толщины двумерного роста сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах (где $x > y$) по сравнению с их ростом на Si(001). Продемонстрировано, что изменение шероховатости поверхности роста и сегрегация Ge в результате осаждения напряженных SiGe слоев могут быть использованы для управления последующим ростом напряженных структур. Анализ имеющихся литературных данных указывает на то, что аналогичное установленному для гетеропары SiGe влиянию напряженных подслоев на последующий рост структур имеет место и для гетеропары InAs/GaAs.

Представленные **во второй главе** результаты сравнительных исследований зависимости параметров Ge(Si) наноостровков, сформированных на Si(001) подложках за счет осаждения Ge, и их люминесцентных свойств позволили установить связь между спектральным положением сигнала люминесценции островков и их параметрами. Показано,

что для исследованного диапазона температур роста $T=460^0-700^0\text{C}$ эта связь может быть объяснена в рамках модели непрямого в реальном пространстве оптического перехода с участием дырок, локализованных в Ge(Si) островках, и электронов, находящихся в потенциальных ямах в локально растянутых областях в Si на гетерогранице с островком. Выявленная связь между параметрами островков и их излучательными свойствами позволила определить условия роста Ge(Si)/Si(001) островков, необходимые для наблюдения при комнатной температуре сигнала люминесценции от островков в области длин волн 1.3-1.8 мкм. За счет оптимизации температуры роста, количества осажденного Ge, числа слоев с Ge(Si) островками и толщины Si слоев, их разделяющих, на Si(001) подложках получены светодиоды с Ge(Si) наноструктурами, внешняя квантовая эффективность которых при комнатной температуре составляет $\sim 0.01\%$. Продемонстрировано, что полученные светодиоды могут быть использованы для реализации оптической связи между структурами, сформированными на кремнии.

Третья глава посвящена исследованиям люминесцентных свойств предложенного автором нового класса SiGe гетероструктур: структур с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами, выращенными на релаксированных SiGe/Si(001) буферах и встроенных между тонкими слоями растянутого Si. Показано, что эффективная пространственная локализация электронов в тонких, растянутых слоях Si на гетерогранице с островком приводит к росту вероятности их излучательной рекомбинации с дырками из островка без участия фононов. В результате этого в сигнале люминесценции Ge(Si) островков, заключенных между слоями растянутого Si, отсутствуют пики, связанные с оптическими переходами с участием фононов. Продемонстрированы возможности управления спектральным положением и шириной сигнала люминесценции Ge(Si) островков, встроенных между слоями растянутого Si, за счет изменения толщины этих слоев над и под островками. В частности, за счет увеличения толщины растянутых Si слоев

сигнал люминесценции Ge(Si) островков может быть смещен в длинноволновую область, вплоть до 2 мкм. Также изменение толщин растянутых Si слоев над и под островками позволяет контролируемым образом менять ширину их пика ФЛ. Доминирование в сигнале люминесценции Ge(Si) островков, встроенных между слоями растянутого Si, пика, связанного с бесфононным оптического переходом, и учет большего диффузионного размытия покровного Si слоя позволило получить структуры, имеющие рекордно узкую для массива неупорядоченных Ge(Si) островков линию ФЛ (20-30 мэВ при температуре 20 К), ширина которой сравнима с шириной линии ФЛ от массива прямозонных квантовых точек InAs/GaAs. Выявленное сильное температурное гашение сигнала люминесценции Ge(Si) островков, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, связывается с более высокой дефектностью буферов по сравнению с Si монокристаллическими подложками. Несмотря на это сигнал электролюминесценции в области длин волн 1.6-2.0 мкм от Ge(Si) островков, встроенных между слоями растянутого Si, впервые наблюдался вплоть до комнатной температуры.

Четвертая глава посвящена развитию метода селективного легирования SiGe эпитаксиальных структур сегрегирующими примесями. В начале главы представлен обзор литературы, посвященной проблеме легирования этих структур, который показал, что каждый из предложенных ранее подходов к решению проблемы сегрегации доноров в SiGe гетероструктурах имел то или иное ограничение в своем применении. Кроме этого, были практически не исследованы сегрегационные свойства доноров в SiGe эпитаксиальных структурах. Результаты исследований, позволили впервые в широком диапазоне температур роста экспериментально определить зависимость коэффициента сегрегации Sb в Ge от температуры роста. Смещение этой зависимости в область меньших температур роста по сравнению с аналогичной зависимостью для сегрегации Sb в Si связывается с меньшими значениями энергий, характеризующих различные механизмы

сегрегации, в Ge по сравнению с Si. Выявлено более существенное влияние состава SiGe слоев на сегрегацию сурьмы в них по сравнению с влиянием знака и величины деформации. Согласно полученным экспериментальным данным на температурных зависимостях коэффициента сегрегации Sb в структурах на основе кремния и германия наблюдается участок, в котором при изменении температуры роста всего на 150° - 250° C коэффициент сегрегации примеси меняется более чем на 4 порядка величины. В диссертации предложен метод селективного легирования SiGe эпитаксиальных структур сегрегирующими примесями, в основе которого лежит использование этого участка с резким изменением коэффициента сегрегации примеси. Экспериментально показано, что данный метод может быть успешно использован для получения методом МПЭ в гомоэпитаксиальных Si и Ge слоях, а также SiGe гетероструктурах однородно и δ -легированных слоев в широком диапазоне объемной концентрации примеси. Предложенный метод отличается простотой его реализации и не требует использования дополнительного оборудования в стандартных установках МПЭ.

В Заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Глава 1. Влияние знака деформации на рост SiGe структур на подложках с кристаллографической ориентацией (001)

Как было отмечено во Введении, развитие технологии эпитаксиального роста полупроводниковых гетероструктур значительно расширило возможности по созданию новых приборов и устройств. Контролируемое включение в матрицу одного п/п материала другого полупроводника, имеющего отличные от материала матрицы ширину запрещенной зоны и/или показатель преломления, позволило эффективно локализовать носители заряда и/или электромагнитное поле в активной области приборных структур. Это, в частности, привело к кардинальному улучшению характеристик полупроводниковых лазеров и транзисторных структур [2-5]. Однако на формирование полупроводниковых структур серьезные ограничения накладывает рассогласование параметров кристаллических решеток различных материалов. Существует практически единственная гетеропара AlAs/GaAs, для которой во всем диапазоне составов отсутствует заметное ($>0.2\%$) рассогласование кристаллических решеток [28]. Это стало одной из причин широкого использования гетеропары AlAs/GaAs для создания приборных структур, дизайн которых требует наличия большого числа слоев различного состава, таких как вертикально излучающие [29] и квантово-каскадные лазеры [30]. Для других же полупроводников постоянные кристаллических решеток заметно различаются, что накладывает существенные ограничения на состав и толщины формируемых на их основе полупроводниковых гетероструктур.

В то же время учет и правильное использование упругих напряжений в гетероструктурах может существенно расширить возможности по управлению их зонной диаграммой, в частности позволяет снять вырождение различных энергетических состояний в валентной зоне и/или зоне проводимости. Исследования процессов пластической релаксации в полупроводниковых гетероструктурах позволили частично решить проблему, связанную с ограниченным набором полупроводников, на основе которых

имеются коммерчески доступные монокристаллические пластины, используемые в качестве подложек для эпитаксиального роста. В результате этих исследований были развиты технологии получения так называемых «искусственных подложек» на основе метаморфных (релаксированных) буферных слоев, параметр кристаллической решетки которых на поверхности определяется выбором состава релаксированного слоя и степенью релаксации упругих напряжений в нем [28].

Но, возможно, наиболее ярким с физической точки зрения проявлением рассогласования параметров кристаллических решеток в п/п гетероструктурах является образование самоформирующихся нанообъектов: квантовых точек, nanoостровков, квантовых проволок и т.д. Исследования в этой области позволили выявить много интересных физических эффектов, и привели к появлению новых устройств, таких как лазеры на квантовых точках [5, 15].

Отмеченные выше обстоятельства указывают на то, что в большинстве случаев именно упругие напряжения оказывают определяющее влияние на рост и параметры п/п гетероструктур. Установление этого влияния и выявление путей по его использованию для формирования гетероструктур с нужными параметрами является одной из задач современной физики и технологии полупроводников. Среди существующих напряженных п/п гетероструктур к настоящему времени наиболее изученными гетеропарами являются InAs/GaAs и Ge/Si. Интерес к этим гетеропарам во многом обусловлен их широким использованием в современной нано- и оптоэлектронике. Кроме этого, гетеропара Ge/Si является своего рода модельной системой для исследования влияния упругих напряжений на эпитаксиальный рост полупроводниковых структур.

В первой части настоящей главы будет представлен литературный обзор результатов исследований процессов релаксации упругих напряжений при формировании SiGe гетероструктур. Будет продемонстрировано, что многие из этих процессов имеют место и при росте структур на основе других

гетеропар. Отдельное внимание в обзоре уделено зависимости процессов релаксации упругих напряжений от знака деформации эпитаксиальных слоев.

Во второй части данной главы будут представлены оригинальные результаты исследований влияния величины и знака деформации на релаксацию упругих напряжений в SiGe структурах, выращенных на Si(001) и Ge(001) монокристаллических подложках, а также на искусственных подложках на основе релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев. Использование различных подложек позволило формировать как сжатые, так и растянутые SiGe слои, а также в широком диапазоне менять величину их деформации. К моменту начала работ над диссертацией влияние знака деформации на процессы релаксации упругих напряжений в SiGe гетероструктурах, в особенности при росте на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, оставалось одной из наименее исследованных областей для этой гетеропары. Будет показано, что полученные в диссертации новые научные знания по особенностям релаксации упругих напряжений в SiGe структурах, выращенных на различных подложках, могут быть использованы для модификации роста Ge на Si(001) подложках и релаксированных SiGe/Si(001) буферах за счет использования напряженных подслоев с различным знаком деформации.

1.1. Релаксация упругих напряжений при росте SiGe гетероструктур (обзор литературы)

SiGe эпитаксиальные гетероструктуры являются классическим примером системы, рост которой происходит по механизму Странского-Крастанова. Это обусловлено тем, что параметр кристаллической решетки Ge ($a_{\text{Ge}}=0.5658$ нм) больше параметра кристаллической решетки Si ($a_{\text{Si}}=0.5431$ нм) (Рис. 1.1), что для случая роста Ge слоев на Si соответствует рассогласованию кристаллических решеток:

$$f=(a_{\text{Ge}}-a_{\text{Si}})/a_{\text{Si}}\sim 4.2\% \quad (1.1)$$

При росте $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев с достаточно хорошей точностью можно считать, что величина f линейно увеличивается с ростом доли Ge в слое от 0% до 4.2%.

Второй причиной реализации механизма Странского-Крастанов при росте SiGe гетероструктур является меньшая поверхностная энергия Ge и SiGe сплавов по сравнению с Si и малая энергия гетерограницы между этими материалами [31]. В результате этого на начальной стадии рост эпитаксиальных SiGe структур происходит в виде сплошных, планарных слоев, параметр решетки которых в плоскости роста равен параметру решетки Si подложки. То есть SiGe слои, выращенные на Si подложках, во всем диапазоне составов испытывают деформацию сжатия и на начальных этапах роста формируются псевдоморфные (так как решетка SiGe слоев претерпевает тетрагональное искажение) SiGe слои. По мере роста толщины пленки растет и упругая энергия, связанная с деформацией сжатия выражением:

$$E_{\text{упр}} = 2G(1+\nu)/(1-\nu) \cdot \varepsilon^2 \cdot h \quad (1.2),$$

где G и ν – модуль сдвига и коэффициент Пуассона SiGe сплава, соответственно, ε – деформация SiGe слоя в плоскости роста, которая в отсутствии релаксации упругих напряжений равна рассогласованию кристаллических решеток слоя и подложки ($\varepsilon=f$), а h – толщина осажденного слоя. При росте гетероструктур могут реализовываться различные механизмы уменьшения упругой энергии, основные из которых изображены на рисунке 1.1, взятом из работы [32]. При этом, в зависимости от параметров SiGe/Si структур и условий их роста, при релаксации упругих напряжений может сохраняться планарный, двумерный рост структуры, или, в соответствии с механизмом Странского-Крастанова, происходить смена механизма роста с двумерного на трехмерный. По отношению к генерации дефектов кристаллической решетки все механизмы релаксации упругих напряжений можно разделить на два класса: пластическая релаксация упругих напряжений за счет образования протяженных дефектов

кристаллической решетки (дислокаций), и упругая релаксация, при которой частичная релаксация упругих напряжений происходит без образования протяженных дефектов, за счет развития шероховатости поверхности роста или диффузионного перемешивания с подложкой (рис. 1.1).

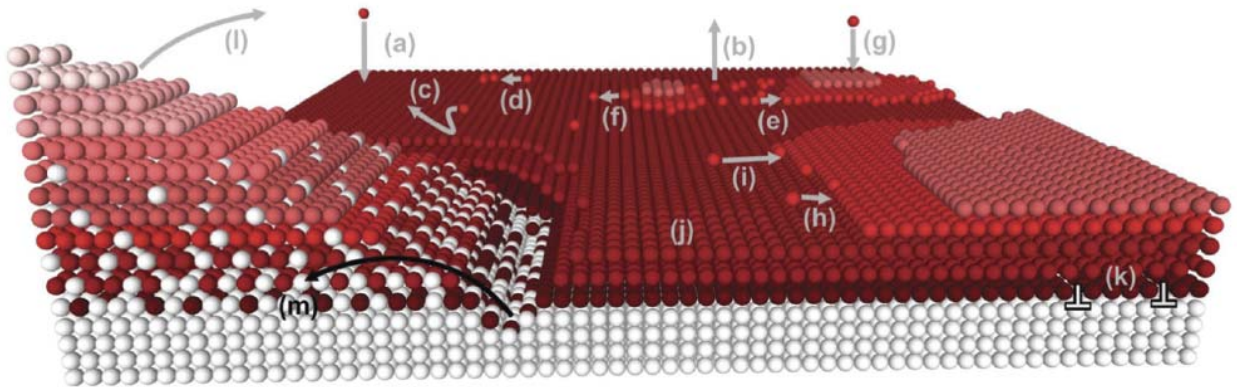


Рис. 1.1. Схематическое изображение основных процессов, происходящих при росте гетероструктур: адсорбция (a) и десорбция (b) атомов; поверхностная диффузия атомов (c); кластеризация атомов на поверхности (d); встраивание (e) и отрыв (f) атома от кластера; осаждение атома на кластер (g); встраивание атомов в моноатомную ступень (h) или в излом на ней (i); релаксация упругой и поверхностной энергии за счет поверхностной реконструкции атомов (j); пластическая релаксация упругих напряжений за счет образования дислокаций (k) и упругая релаксация напряжений за счет развития шероховатости (l) и перемешивания с материалом подложки (m). Рисунок взят из работы [32].

1.1.1. Пластическая релаксация упругих напряжений в планарных Si/Ge гетероструктурах

Пластическая релаксация упругих напряжений в гетероструктурах происходит за счет образования дефектов кристаллической решетки, таких как дислокации. Но дислокации, как дефекты кристаллической решетки, сами характеризуются дополнительной энергией [33]. Кроме этого, в полупроводниках существуют значительные энергетические барьеры для зарождения и движения дислокаций [34]. В результате пластическая релаксация становится энергетически выгодной только при толщине пленки больше некоторого значения. Эта толщина называется критической толщиной псевдоморфного роста (h_c), и при этой толщине накопленной

упругой энергии достаточно для преодоления барьеров на зарождение и движение дислокаций [34], а дополнительная энергия, вносимая дислокациями, меньше, чем вызванное ими уменьшение упругой энергии [33]. Согласно модели энергетического баланса между упругой энергией и энергией сетки дислокаций [33] и модели баланса сил, действующих на дислокацию [34], для гетеропары Ge/Si, в которой основным типом дислокаций, возникающих при пластической релаксации упругих напряжений, являются 60° дислокации [7], зависимость равновесного значения критической толщины псевдоморфного роста от рассогласования кристаллических решеток выражается следующим уравнением:

$$h_c = \frac{(b/b_{\text{eff}})b(1 - \nu \cos^2 \alpha)}{8\pi f(1 + \nu)} \left(\ln \frac{\beta h_c}{b} + 1 \right) \quad (1.3),$$

где b - вектор Бюргерса, α - угол между вектором Бюргерса и линией дислокации ($\alpha=60^\circ$ для 60° -ых дислокаций), β - параметр ядра дислокаций ($\beta=0.76$ для 60° -ых дислокаций в SiGe структурах). Подставив численные значения для системы 60° -ых дислокаций в Si/Ge гетеропаре и учитывая линейную зависимость рассогласования кристаллических решеток $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоя с Si(001) подложкой от доли Ge в них (x), можно получить следующее выражение для критической толщины псевдоморфного роста [7]:

$$h_c = 1,62 \frac{b}{x} \left(\ln \frac{0,76h_c}{b} + 1 \right). \quad (1.4).$$

Зависимость $h_c(x)$ для $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоев с долей Ge до 60% показана в виде сплошной линии на рисунке 1.2. Проведенные исследования показали, что хорошее согласие между рассчитанными значениями h_c и экспериментально определенной толщиной пленки SiGe, при которой удастся зарегистрировать начало пластической релаксации, достигается только для структур выращенных или отожженных при высокой ($T \sim 900^\circ\text{C}$) температуре (рис. 1.2. В тоже время для слоев, выращенных при $T \leq 700^\circ\text{C}$,

критическая толщина, при которой регистрировалось начало пластической релаксации в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоях, заметно превосходила термодинамическое значение h_c (рис. 1.2). При этом разница между экспериментально определенной толщиной начала пластической релаксации и равновесным значением h_c сильно зависит от температуры роста [35-37].

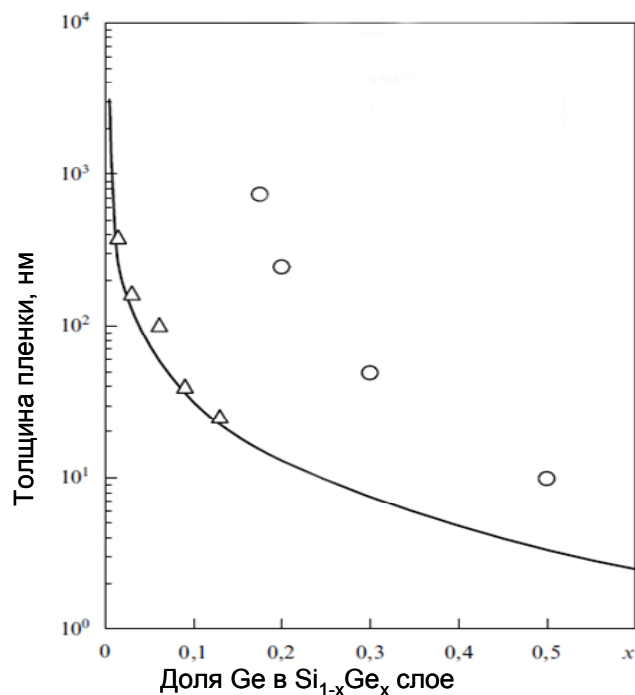


Рис. 1.2 Критическая толщина псевдоморфного роста пленки $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ в зависимости от ее состава. Сплошная линия — расчет равновесного значения h_c по формуле (3), Δ - экспериментальные точки для структур выращенных или отожженных при $T \sim 900^\circ\text{C}$, \circ - экспериментальные точки для структур, выращенных при $T = 550^\circ\text{C}$ из работы [35]. Рисунок адаптирован из работы [7].

Основная причина этого различия, как и само существование критической толщины псевдоморфного роста, связана с большими энергетическими барьерами на зарождение и движение дислокаций в п/п гетероструктурах. Вероятность преодоления этих барьеров существенно уменьшается при понижении температуры роста. Таким образом, напряженные псевдоморфные слои $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ могут быть выращены до толщин, заметно превышающих равновесное значение h_c . Но при этом они будут находиться в метастабильном состоянии, что необходимо учитывать при их практическом использовании. Еще одной причиной превышения

экспериментально определенной толщины начала пластической релаксации над равновесным значением h_c является чувствительность используемых экспериментальных методов [36, 37]. Так характерная картина шероховатости поверхности (так называемая «cross-hatch» шероховатость), вызванная появлением дислокаций на гетерогранице, позволяет выявить начало пластической релаксации в SiGe слоях с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) при меньших толщинах, чем методы рентгенодифракционного анализа [36, 37].

Пластическая релаксация сопровождается генерацией дефектов кристаллической решетки, развитием шероховатости и приводит к изменению положения энергетических зон в структуре [7, 36-38]. Поэтому, в зависимости от решаемых задач, пластическая релаксация может рассматриваться как желательный или не желательный процесс. В частности, при создании высокочастотных гетероструктурных транзисторов на основе SiGe/Si структур стоит задача получения псевдоморфного SiGe слоя с высоким содержанием Ge, который служит в качестве базы транзистора [3]. Эта задача решается, в основном, за счет понижения температуры формирования SiGe слоя, что позволяет получать метастабильные SiGe слои толщиной значительно больше h_c .

В тоже время пластическая релаксация позволяет решить отмеченную выше проблему ограниченного набора полупроводников, на основе которых имеются коммерчески доступные монокристаллические пластины и которые могут быть использованы в качестве подложек для эпитаксиального роста. Решение данной проблемы основано на формировании релаксированных буферных слоев, которые также часто называют «искусственными подложками». Это название обусловлено тем, что в природе материал релаксированного слоя может и не существовать в виде высококачественных монокристаллов [28, 38]. В частности, из-за большой неоднородности распределения состава не удастся получить $Si_{1-x}Ge_x$ монокристаллы с долей Ge $x > 10\%$. В тоже время, за счет роста релаксированных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$

буферных слоев могут быть получены «искусственные подложки» с параметром кристаллической решетки, лежащим в диапазоне от a_{Si} до a_{Ge} [7, 36-39]. Получение таких буферов позволило, в частности, выращивать растянутые слои Si, в которых из-за расщепления под действием деформации Δ долин, соответствующих минимуму зоны проводимости в Si, значительно увеличивается подвижность носителей заряда [40]. Это сделало структуры с растянутыми Si слоями, выращенными на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, перспективным материалом для создания быстродействующих n-МОП транзисторов (см. обзор [38, 40]). В последние годы интерес к SiGe/Si структурам с растянутыми Si слоями, в которых реализуется глубокая потенциальная яма для электронов, резко вырос в связи с созданием на их основе элементов квантового компьютера, использующих для квантовых вычислений состояние спина электрона в электростатических Si/SiGe квантовых точках [41, 42].

В случае роста на кремнии, кроме создания искусственных подложек, формирование релаксированных слоев таких материалов, как Ge и GaAs, для которых существуют коммерчески доступные монокристаллические пластины диаметром только до 150 мм, позволяет получать слои этих материалов на кремниевых пластинах диаметром 200 и 300 мм, в том числе на пластинах типа «кремний на изоляторе» (SOI). Это открывает возможности по интеграции приборов на основе этих материалов с кремниевой КМОП наноэлектроникой [43, 44].

Как было отмечено выше, пластическая релаксация в SiGe/Si(001) структурах сопровождается генерацией прорастающих дефектов и развитием шероховатости поверхности [7, 36-39]. Поэтому для любых практических применений ставится задача подавления этих негативных факторов пластической релаксации в используемых релаксированных SiGe/Si(001) слоях. Для решения этой задачи были развиты различные подходы, среди которых можно отметить такие как: рост градиентных SiGe буферов [38, 39, 45], использование химико-механического полирования полученных

буферных слоев [45, 46], использование низкотемпературного роста [45, 47] и циклического термического отжига [48, 49]. Указанные подходы позволили получать на кремнии $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ релаксированные слои во всем диапазоне их составов с плотностью прорастающих дислокаций $\leq 10^7 \text{ см}^{-2}$ и шероховатостью поверхности $< 1 \text{ нм}$.

В силу большого практического интереса к гетероструктурам, сформированным на кремнии, пластическая релаксация сжатых SiGe слоев, выращенных на Si(001) подложках, исследована гораздо лучше, чем растянутых SiGe слоев, выращенных на Ge(001). Имеющиеся экспериментальные данные по исследованию роста растянутых SiGe/Ge(001) структур продемонстрировали, что пластическая релаксация упругих напряжений в них затруднена по сравнению с сжатыми SiGe/Si(001) структурами, и сопровождается формированием дефектов упаковки и значительным ростом шероховатости поверхности [50]. Аналогичные эффекты наблюдались и при исследовании релаксации растянутых Si слоев, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах [51, 52]. Основной причиной различий пластической релаксации упругих напряжений в растянутых и сжатых слоях, выращенных на подложках со структурой алмаза с ориентацией (001), является зависимость от знака деформации механизма скольжения 60° дислокаций [53, 54]. Как было отмечено выше, этот тип дислокаций является основным при пластической релаксации упругих напряжений в SiGe гетероструктурах на подложках с кристаллографической ориентацией (001). Скольжение 60° дислокаций происходит по плоскостям семейства $\{111\}$ [7, 53, 54]. При скольжении 60° дислокация расщепляется на две частичные дислокации: 30° и 90° . Между этими частичными дислокациями образуется дефект упаковки. При этом 90° дислокация испытывает большую силу при скольжении, так как эта сила пропорционально косинусу угла между линией дислокации и ее вектором Бюргера [54]. На подложке с ориентацией (001) для деформации сжатия первой по ходу скольжения (ведущей) оказывается более медленно

перемещающая 30° дислокация, а более быстро перемещающая 90° дислокация ее всегда «догоняет» [53, 54]. Поэтому область дефекта упаковки между этими частичными дислокациями в «сжатых» гетероструктурах или мала или полностью отсутствует. Ситуация меняется на противоположную в растянутых слоях на подложках (001): ведущей дислокаций в этом случае является 90° дислокация, которая «убегает» от 30° дислокации, тем самым увеличивая область между этими дислокациями, которая как раз и является областью дефекта упаковки. Возникновение дефекта упаковки ведет к затруднению пластической релаксации за счет замедления скольжения дислокаций [50-54]. С дефектами упаковки также связывается высокая шероховатость релаксированных растянутых Si и SiGe слоев [50-52].

Необходимо отметить, что описанный выше процесс скольжения 60° дислокаций зависит от кристаллографической ориентации подложки [54]: для плоскостей роста (011) и (111), в отличие от плоскости (001), деформация сжатия наоборот ведет к генерации дефектов упаковки, а растяжение – нет.

Описанные в данном разделе механизмы и особенности пластической релаксации упругих напряжений в гетеропаре Si/Ge являются общими для широкого круга напряженных полупроводниковых структур [7, 53 -55].

1.1.2 Механизмы релаксации упругих напряжений в SiGe структурах не связанные с образованием дефектов

Как было отмечено выше, кроме пластической релаксации упругих напряжений в полупроводниковых гетероструктурах существуют и другие механизмы уменьшения упругих напряжений, которые не связаны с генерацией протяженных дефектов кристаллической решетки (рис. 1.1). Одним из таких механизмов, имеющих различное физическое проявление, является релаксация упругих напряжений за счет развития шероховатости поверхности. При этом механизме уменьшение упругих напряжений

происходит в основном за счет их релаксации на свободной поверхности шероховатостей.

В предыдущем разделе было показано, что с термодинамической точки зрения ход пластической релаксации определяется соотношением уменьшения упругой энергии за счет генерации дислокаций и дополнительной энергией, вносимой самими дислокациями. На практике существенные ограничения для достижения термодинамически стабильного состояния накладывают кинетические барьеры для зарождения и движения дислокаций. Термодинамика процессов релаксации упругих напряжений через развитие шероховатости определяется балансом между уменьшением упругой энергии за счет релаксации упругих напряжений на свободной поверхности шероховатостей и ростом поверхностной энергии системы, связанной с увеличением площади поверхности. Кинетическими ограничениями для этого механизма релаксации являются барьеры для зарождения различных шероховатостей и барьеры, связанные с поверхностной и объемной диффузией атомов.

Необходимо отметить, что влияние двух вышеотмеченных энергетических вкладов, упругой и поверхностной энергий, проявляется и при росте гомоэпитаксиальных Si/Si(001) слоев в виде поверхностной перестройки атомов (2×1) (рис. 1.3). Эта перестройка возникает из-за образования так называемых димеров - двойной связи между соседними поверхностными атомами [56-59]. Такая связь отсутствует в объеме монокристалла Si, но на поверхности ее формирование позволяет значительно уменьшить поверхностную энергию за счет уменьшения числа оборванных связей (одной на каждый атом на поверхности) (рис. 1.3а). При этом параметр элементарной ячейки на поверхности в одном из направлений увеличивается в 2 раза, по сравнению с расположением атомов на не реконструированной поверхности, что находит свое отражение в обозначении реконструкции (2×1). В результате данной поверхностной реконструкции формируются ряды димеров, направление которых меняется

на 90° в каждом следующем монослое [57] (рис. 1.3b). Однако реконструкция (2×1) приводит к появлению анизотропных упругих напряжений: растяжения вдоль линии связи димеров и сжатия (или, по крайней мере, меньшего растяжения) вдоль рядов димеров [56, 58]. Эти упругие напряжения распространяются на несколько приповерхностных слоев [56]. Одним из путей частичной релаксации упругих напряжений, связанных с поверхностной перестройкой (2×1) , является «буклирование» димеров: формирование димеров, в которых атомы расположены на разных высотах [56].

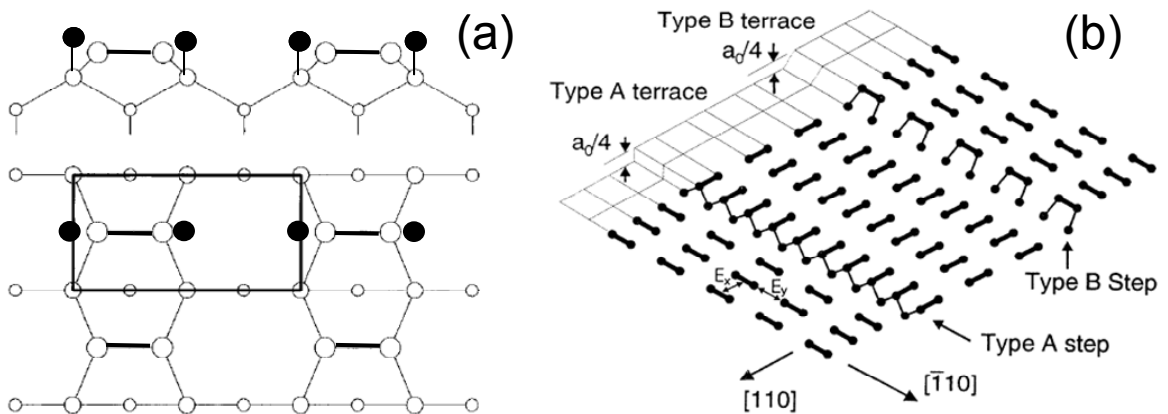


Рис. 1.3. а) Вид сбоку и сверху на реконструированную поверхность Si(001) (2×1) . Черные кружки показывают положение поверхностных атомов на не реконструированной поверхности Si(001). Прямоугольник на виде сверху обозначает элементарную ячейку для реконструкции (2×1) . б) – Схематическое изображение двух типов моноатомных ступеней на реконструированную поверхность Si(001) (2×1) . Рисунок взят из работы [57].

На атомарно гладкой поверхности монокристалла анизотропные напряжения, возникающие из-за поверхностной перестройки, вызывали бы образование доменов с разной ориентацией димеров, а, следовательно, и с различной анизотропией распределения упругих напряжений [60]. Но используемые на практике Si(001) пластины имеют небольшое ($< 0.5^\circ$) отклонение от плоскости (001), что приводит к формированию на их поверхности моноатомных ступеней, в которых направление димеров меняется на 90° (рис. 1.3b) [57, 58]. Как видно из рисунка 1.3b, соседние

ступени различаются ориентацией димеров на их верхних террасах и положением атомов на краю ступени. В литературе принято обозначение S_A для ступеней, на верхней террасе которых димеры ориентированы вдоль ступени, и S_B – для ступени, на верхней террасе которой димеры расположены перпендикулярно ступени [57] (рис. 1.3b).

Еще одним проявлением образования димеров на поверхности Si(001) является анизотропия диффузии адатомов на поверхности: адатомы диффундируют на несколько порядков быстрее вдоль рядов димеров, чем поперек них [59]. Следствием этой анизотропной диффузии на реконструированной поверхности Si(001) и различной ориентации димеров относительно ступеней S_A и S_B является различная шероховатость этих ступеней при гомоэпитаксиальном росте Si/Si(001) структур: S_A ступени «гладкие», с малым количеством изломов, а S_B ступени имеют большую «шероховатость» [57, 59]. Как будет показано ниже, образование димеров на поверхности Si(001) оказывает также влияние на рост и релаксацию упругих напряжений при осаждении на нее напряженных слоев SiGe.

Хорошо известно, что рост SiGe структур на кремнии является классическим примером роста по механизму Странского-Крастанова: формирование сплошной, планарной пленки на начальных этапах роста с последующим переходом к трехмерному, островковому росту. При этом для широкого диапазона составов и условий роста переход к трехмерному росту начинается при толщинах, меньше, чем равновесная критическая толщина псевдоморфного роста [8]. Необходимо отметить, что в классическом механизме Странского-Крастанова формирование островков связано с образованием дислокаций, то есть с пластической релаксацией упругих напряжений. При таком механизме пластической релаксации, через трехмерный рост, релаксированные SiGe слои характеризуются большой шероховатостью поверхности и высокой плотностью прорастающих дефектов [45, 46]. Поэтому долгое время велись исследования, направленные на подавление островкового роста в системе Si/Ge.

Однако в 1990 году сразу две группы экспериментально обнаружили, что на начальных этапах островкового роста пленки Ge на Si(001) формируются когерентные, бездефектные островки [10, 11]. Примерно в это же время было обнаружено формирование когерентных островков в гетеросистеме InGaAs/GaAs [12]. Эти бездефектные нанобъекты в зависимости от размеров получили название самоформирующихся наностроек или квантовых точек (КТ). Позднее образование самоформирующихся наностроек или КТ было обнаружено в различных напряженных гетеропарах. Частичная релаксация упругих напряжений в наностройках и КТ происходит за счет: релаксации на их свободной поверхности, передачи части упругих напряжений в подложку путем ее локальной деформации под островком и диффузионного перемешивания с материалом подложки.

Огромный интерес к самоформирующимся, бездефектным нанобъектам в напряженных эпитаксиальных гетероструктурах был обусловлен как со стороны фундаментальных физических исследований, так и с практической точки зрения. Применение КТ в активной области п/п лазеров привело к значительному улучшению их характеристик [2, 5, 15]. Кроме этого, для различных гетеропар использование КТ позволило существенно расширить спектральный диапазон оптических устройств на их основе в область больших длин волн [15-18]. Это обусловлено уменьшением влияния эффектов размерного квантования на положение уровней размерного квантования носителей заряда в КТ по сравнению с квантовыми ямами [18]. За последние 30 лет было опубликовано большое число работ по исследованию роста, физических и оптических свойств структур с полупроводниковыми самоформирующимися наностройками и КТ. Для гетеропары Ge/Si основные полученные результаты можно найти в обзорах [7-9, 32, 45].

В результате этих исследований было установлено, что первой стадией релаксации упругих напряжений при росте SiGe/(001) структур является

смена поверхностной реконструкции (2×1) на реконструкцию ($2 \times N$), где N – целое число, обозначающее, что в цепочке димеров отсутствует каждый N димер [56, 58, 59, 61-63]. Появление пропущенных димеров, дивакансий, дает возможность частичной релаксации напряжений сжатия граничащих с ними атомов Ge. Упругое взаимодействие между собой дивакансий в соседних рядах димеров приводит к их упорядочению в ряды дивакансий, в результате чего и появляется реконструкция ($2 \times N$). В случае роста Ge на Si(001) дивакансии наблюдаются уже после осаждения всего 0.3 монослоя материала ($1 \text{ монослой (МС)} = a_{\text{Si}}/4 \approx 0.14 \text{ нм}$, что соответствует поверхностной концентрации атомов $6.8 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$) [63]. При 0.7 МС появляется регулярная реконструкция ($2 \times N$). Значение N уменьшается с 16-17 для 0.8 МС осажденного Ge до 10 для 1.2 МС и при дальнейшем увеличении толщины Ge пленки оно остается в пределах 8-9 [63]. Изменение N при росте количества осажденного Ge обусловлено, с одной стороны, ростом упругих напряжений с увеличением количества осажденного Ge, а, с другой стороны, упругим отталкиванием соседних дивакансий [58, 61]. При осаждении SiGe слоев регулярная реконструкция ($2 \times N$) возникает также после накопления на поверхности роста ~ 0.8 МС Ge [62]. Это накопление обусловлено сегрегацией Ge при росте SiGe слоев на кремнии [64].

При увеличении количества осажденного Ge до нескольких монослоев рост упругих напряжений вызывает появление реконструкции поверхности ($M \times N$), в которой к упорядоченным рядам дивакансий добавляются перпендикулярные им линии дивакансий, представляющие собой отсутствие одного ряда димеров [58, 59, 65]. Дальнейшая релаксация упругих напряжений в планарных SiGe слоях происходит за счет появления ямок, образованных скоплением вакансий димеров в месте пересечения упорядоченных линий дивакансий и рядов дивакансий [66]. Появление перестроек ($2 \times N$) и ($M \times N$) увеличивает микрошероховатость поверхности, и, как следствие, ведет к частичной релаксации упругих напряжений в пленки SiGe.

Рост микрошероховатости при осаждении напряженных SiGe/Si(001) слоев вызван также понижением энергии образования моноатомных ступеней на поверхности (001), испытывающей деформацию сжатия [13, 66, 67]. Влияние знака и величины деформации на энергию ступеней обусловлено особенностью перестройки атомных связей на ступени. Из-за разной ориентации димеров относительно ступеней эта перестройка различна для моноатомных ступеней S_A и S_B . В результате этой перестройки на краю ступени S_B на поверхности Si(001) образуется димер, испытывающий значительное растяжение [13] (рис. 1.4a). С этим в основном связывается более высокая (на 44 мэВ/на атом) энергия S_B ступени по сравнению с S_A [13]. Приложение напряжения сжатия уменьшает растяжение этого димера и, следовательно, понижает энергию S_B ступени, а напряжение растяжения действует наоборот – увеличивает растяжение димера и энергию ступени (рис. 1.4b). Энергия ступени S_A слабо зависит от знака деформации, но, так как для формирования поверхности (001) нужны оба типа ступней, то шероховатость этой поверхности увеличивается при приложении к ней деформации сжатия.

Кроме роста шероховатости поверхности релаксация упругих напряжений на начальном этапе роста SiGe слоев происходит за счет диффузионного перемешивания с Si подложкой [58, 63, 68, 69]. Этому способствует поверхностная реконструкция атомов (2×1), которая, как было отмечено выше, приводит к возникновению анизотропных упругих напряжений вплоть до 4 слоя от поверхности [56, 58, 69]. При этом в 3 и 4 слое от поверхности появляются позиции, испытывающие деформацию растяжения. С термодинамической точки зрения эти позиции выгодно занимать атомам Ge, которые имеют больший размер, чем атомы Si. Несмотря на то, что кинетические ограничения на диффузию атомов не позволяют структурам при типичных температурах роста 500° - 700° С достичь термодинамически стабильного состояния, и атомами Ge занято только часть энергетически выгодных позиций в приповерхностных слоях

[58, 69], в ряде работ сообщалось об экспериментальном наблюдении обогащения нескольких приповерхностных слоев атомами Ge [64, 68, 70-72]. Обогащение нескольких приповерхностных слоев Ge не согласуется с классической обменной моделью его сегрегации, при которой накопление Ge идет только на поверхности [64].

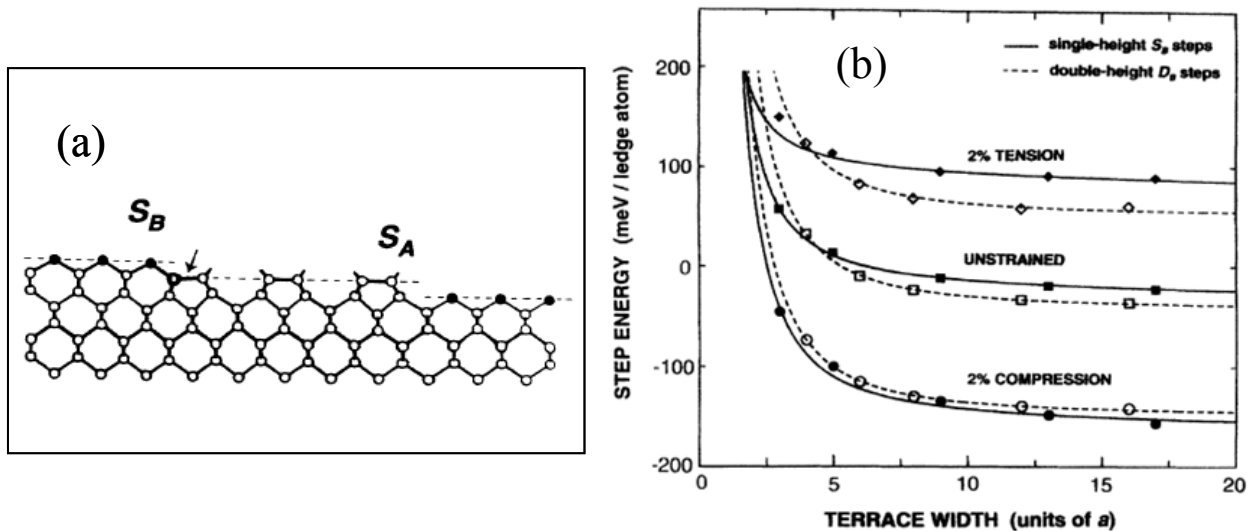


Рис. 1.4 а) –поперечное сечение вдоль направления $[110]$ поверхности (001) с моноатомными ступенями различного типа. Черными кружками показаны димеры на верхней террасе ступени S_B . Стрелкой показана связь на ступени S_B , испытывающая сильную деформацию растяжения. б) – Зависимость энергии одного атома на краю ступени S_B (сплошная линия) и ступени высотой в два монослоя D_B (пунктирная линия) от ширины террасы для трех различных напряжений. Рисунки взяты из работы [13].

Описанные выше механизмы упругой релаксации напряжений в планарных SiGe слоях снимают лишь небольшую часть упругих напряжений. Более эффективная релаксация упругих напряжений происходит при образовании самоформирующихся наностроек [70, 71], то есть при смене механизма роста с двумерного на трехмерный. К настоящему времени при росте SiGe слоев на Si(001) переход от 2D к 3D росту, сопровождающийся образованием когерентных самоформирующихся наностроек, наблюдался практически во всем диапазоне составов SiGe слоев – от чистого Ge [10, 11] до $Si_{1-x}Ge_x$ слоев с долей Ge всего $x=5\%$ [73]. Как было отмечено выше, для типичных условий роста толщина SiGe пленки, при которой происходит смена механизма роста, так называемая, критическая толщина 2D роста (h_{2D}),

оказывается меньше, чем равновесное значение критической толщины ее псевдоморфного роста [8].

К настоящему времени наиболее изученным является образование nanoостровков при осаждении чистого Ge на Si(001). С помощью различных экспериментальных методов (дифракции быстрых электронов, атомно-силовой микроскопии, фотолюминесценции и т.д.) было установлено, что переход от 2D к 3D росту в зависимости от условий роста наблюдается при количестве осажденного Ge $h_{2D} = 3.5 \div 5.5$ МС [7-9, 74, 75]. При этом толщина смачивающего слоя Ge между островками составляет 3 МС [33, 74, 76], то есть при росте Ge на Si(001) величина h_{2D} больше толщины смачивающего слоя. Это указывает на то, что для образования островков при осаждении Ge нужно преодолеть некий энергетический барьер. Необходимо отметить, что слой Ge толщиной $h \leq h_{2D}$ остается достаточно гладким [76]. При скоростях осаждения Ge ≥ 0.01 нм/с образование островков начинается с формирования островков пирамидальной формы, имеющих грани типа $\{105\}$ [11, 77] (рис. 1.5). По форме основания эти островки подразделяются на два типа: hut-кластеры, имеющие прямоугольное основание, и пирамиды (pyramid) с квадратным основанием. Было установлено, что при низких ($T < 600^\circ\text{C}$) температурах роста на поверхности преобладают hut-кластеры [78], а при высоких температурах формирование Ge островков начинается с образования пирамид [77]. Вытянутая форма hut-кластеров в одном из направлений типа (100) вызвана энергетическим барьером на зарождение нового атомарного слоя на их боковых гранях [79]. Отличительными особенностями hut-кластеров, обусловленными низкими температурами их формирования, являются их высокая (до 6×10^{11} см⁻³ [80]) поверхностная плотность и малые размеры, которые позволили наблюдать в них эффект кулоновской блокады [81]. Строго говоря, в гетеросистеме Ge/Si только hut-кластеры, полученные при низких температурах роста, можно называть «квантовыми точками», так как их малые размеры обеспечивают квантование

энергетического спектра дырок, локализованных в них, во всех трех пространственных направлениях [82].

Так как образование островков начинается при толщине осажденного Ge

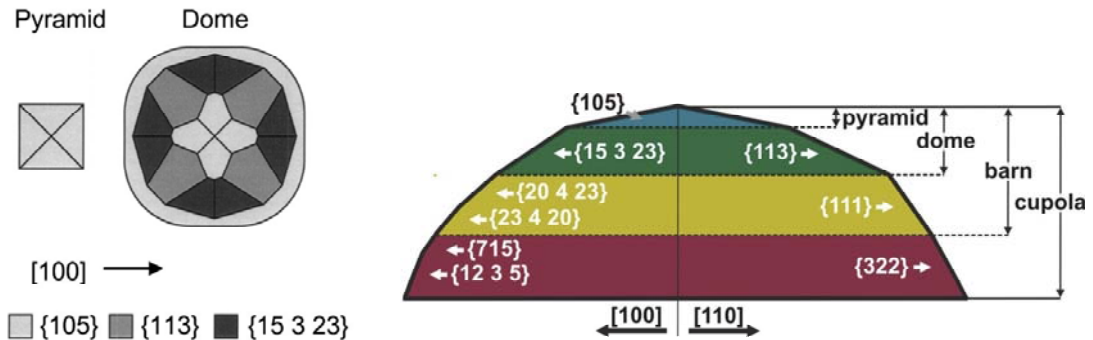


Рис. 1.5. Схематическое представление вида сверху (левый рисунок) и поперечного сечения вдоль двух кристаллографических направлений (правый рисунок) Ge(Si) островков различной формы. Указаны названия типов островков и их боковые грани. Левый рисунок взят из работы [83], а правый - из [84].

h_{2D} больше равновесной толщины смачивающего слоя (h_{WL}), то на начальных этапах происходит быстрое увеличение поверхностной плотности и размеров пирамидальных островков за счет материала из двумерного слоя Ge, количество которого равно $h_{2D}-h_{WL}$ [76-78]. Увеличение количества осажденного Ge ведет к появлению на поверхности нового типа островков, так называемых dome островков – куполообразных островков, имеющих у основания грани, угол которых с плоскостью (001) больше, чем у граней {105} [77, 85] (рис. 1.5). Из-за большего наклона боковых граней dome островки имеют большее отношение высоты к латеральному размеру, чем pyramid, что обуславливает более эффективную релаксацию упругих напряжений в них [71, 85]. Именно эта более эффективная релаксация упругих напряжений и приводит к быстрому росту dome островков за счет pyramid [85], что является причиной наблюдаемого бимодального распределения островков по размерам [77, 85, 86]. Необходимо отметить, что для гетеропары InAs/GaAs было выявлено аналогичное изменение формы островков с ростом количества осажденного материала [83].

Однако эффективная релаксация упругих напряжений в dome островках происходит не только за счет их формы. Многочисленные исследования, в том числе с участием автора диссертации, показали, что dome островки состоят не из чистого Ge, а содержат большую долю Si, зависящую от условий роста [25, 26, 86 - 88]. Диффузия кремния в островки, ускоренная упругими напряжениями, происходит из области у основания островков, в которой наблюдается концентрация упругих напряжений сжатия [25, 88] (рис. 1.1). Диффузия кремния в островки является энергетически выгодной, так как приводит к уменьшению их упругой энергии за счет уменьшения рассогласования кристаллических решеток материала островка и подложки. Кроме этого, энергия островков уменьшается за счет диффузии материала из области концентрации упругих напряжений у их основания [88]. В результате этой диффузии вокруг dome островков образуются канавки («trench»), глубина которых существенно больше толщины смачивающего слоя между островками [25, 26, 86 - 88], то есть канавки проникают в Si подложку (рис. 1.1). С наличием канавок связывается замедление роста dome островков по мере увеличения их размеров и, как следствие, возможность получения dome островков с малым ($\leq 10\%$) разбросом по размерам [26]. Из-за того, что наноструктуры, образующиеся при осаждении Ge на Si(001) при $T \geq 600^\circ\text{C}$, всегда содержат значительную долю Si в литературе их часто называют как «Ge(Si) самоформирующиеся наноструктуры». Выполненные исследования показали, что именно состав Ge(Si) островков в значительной мере определяет их размеры и форму [73, 89].

Исследования роста Ge на Si(001) при высоких температурах роста позволили обнаружить и другие, отличные от pyramid и dome, формы островков, в которые могут трансформироваться dome при увеличении их размеров. Эти островки получили название «barn» [90] и «cupola» [84]. Они имеют вблизи основания грани, угол наклона которых больше, чем угол наклона боковых граней для pyramid и dome (рис. 1.5). Общей тенденцией при изменении формы Ge(Si) островков с увеличением их объема является

увеличение отношения высоты островка к его латеральному размеру (рис. 1.5).

В когерентных Ge(Si) островках возможна релаксация лишь части упругих напряжений. Поэтому при увеличении количества осажденного Ge в таких островках неизбежно зарождаются дислокации. Эффективная релаксация упругих напряжений за счет пластической релаксации приводит к быстрому росту дефектных островков по мере увеличения количества дислокаций в них, в том числе и за счет материала когерентных островков [91].

Одним из вопросов, рассматриваемых при исследовании роста Ge на Si(001), являлось установление физических причин, определяющих критическую толщину его двумерного роста и толщину смачивающего слоя между островками. С энергетической точки зрения изменение энергии системы при образовании островков можно выразить через три основных слагаемых [92]:

$$\Delta E = \Delta E_{\text{упр}} + \Delta E_{\text{пов}} + \Delta E_{\text{св}} \quad (1.5),$$

где $\Delta E_{\text{упр}} < 0$ – уменьшение упругой энергии системы за счет частичной релаксации упругих напряжений в островках, $\Delta E_{\text{пов}}$ – изменение поверхностной энергии системы, связанное с образованием боковых граней островка, а $\Delta E_{\text{св}}$ – слагаемое, учитывающее изменение энергии связи атомов в пленке с нижележащими слоями по мере роста ее толщины [93]. Конкретная запись этих слагаемых зависит от используемой модели, но, согласно большинству расчетов, для образования Ge островков необходимо преодолеть некоторый энергетический барьер, который зависит от формы островков и количества осажденного материала [76, 85, 94, 95]. С преодолением этого барьера связан тот факт, что, как было отмечено выше, экспериментально определяемое значение h_{2D} больше h_{WL} и разница между этими двумя значениями растет с уменьшением температуры роста. Толщина смачивающего слоя в $h_{WL} = 3$ МС связывается с тем, что для слоя Ge такой толщины упругая энергия из-за рассогласования постоянных решеток

компенсируется понижением поверхностной энергии системы за счет меньшей энергии оборванных связей Ge по сравнению с Si [31] и релаксацией упругих напряжений, обусловленных поверхностной перестройкой атомов [96, 97]. Появление на начальных этапах роста pyramid островков, имеющих меньший угол наклона боковых граней, чем dome островки, объясняется уменьшением энергетического барьера для зарождения островков с уменьшением наклона их боковых граней [85, 95, 98]. Кроме этого, детальные исследования плоскостей типа {105}, которыми огранены pyramid островки, позволили установить, что в кремнии на этой плоскости из-за поверхностной перестройки атомов существуют большие растягивающие напряжения, которые существенно уменьшаются при осаждении Ge [99, 100]. Малая энергия граней {105} в системе Ge/Si и их малый угол наклона с плоскостью (001) определяют тот факт, что именно с островков, имеющих эти плоскости в качестве боковых граней, начинается 3D рост Ge на Si(001). Появление других плоскостей в качестве боковых граней различных типов Ge(Si) островков также связывается с малой поверхностной энергией этих граней, по сравнению с другими гранями, имеющими близкий угол наклона с плоскостью подложки [101].

Описанные выше результаты относятся к росту на Si(001) слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с высокой ($x > 70\%$) долей Ge, для которых величина $h_{2D} < 10$ МС. Исследования роста $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоев с меньшим содержанием Ge выявили несколько другое развитие процессов релаксации упругих напряжений в них за счет развития шероховатости поверхности. Как было отмечено выше, при росте SiGe слоев с малым содержанием Ge реконструкция поверхности ($2 \times N$) появляется после накопления вследствие сегрегации на поверхности слоя Ge в 0.8 МС [62]. При толщине осажденного SiGe слоя в несколько нанометров экспериментально наблюдалось волнообразное развитие шероховатости поверхности, которое получило название «ripples» [9, 102]. Полагалось, что развитие волнообразной поверхности происходит в рамках модели Asaro-Tiller-Grinfeld (ATG

модели), которая предсказывала неустойчивость относительно возмущений планарной поверхности деформированной структуры [103, 104]. Однако более поздние исследования показали, что волнообразная поверхность может возникать уже в процессе осаждения ненапряженного Si буфера [105], и ее формирование вызвано кинетическими эффектами при гомоэпитаксиальном росте Si [106]. То есть в этом случае осаждаемый SiGe слой просто повторяет морфологию ripples, возникающую при росте Si буфера.

Несмотря на отсутствие общепринятой точки зрения на физические причины, приводящие к возникновению ripples, хорошо установленным физическим фактом является постепенное развитие шероховатости поверхности SiGe слоя по мере увеличения его толщины [9, 107-111]. Росту шероховатости способствует отмеченное выше уменьшение энергии образования ступеней в сжатых слоях, осаждаемых на Si(001) подложки [13, 66, 67] (рис. 1.4b). При этом на поверхности SiGe слоев до образования ограниченных островков наблюдались неограниченные островки («mounds» или «pre-pyramids»), боковыми гранями которых служит ступенчатая поверхность (001) [108, 109]. По мере роста у этих островков появляются боковые грани типа {105} и они трансформируются сначала в усеченные пирамидальные островки («T-pramid»), а затем и в обычные pyramid островки (рис. 1.6) [107, 109, 112, 113]. Такой механизм формирования островков при росте $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев с $x < 70\%$ существенно отличается от описанного выше механизма зарождения островков при осаждении слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с большой долей Ge. Для образования островков при осаждении $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев различными группами был предложен безбарьерный механизм зарождения островков [108, 109, 112, 113]. Реализация данного механизма при росте на Si(001) обусловлена тем, что для этой плоскости отсутствует заметный минимум в поверхностной энергии [115, 116]. С учетом того, что, как было указано выше, деформация сжатия понижает энергию образования ступеней и граней {105}, появление mounds и их постепенная трансформация в pyramid не связаны с преодолением заметных энергетических барьеров.

Можно отметить, что образование островков без огранки или с частичной огранкой, предшествующих pyramid островкам, наблюдалось в ряде работ и в случае осаждения Ge на Si(001) [117, 118]. Но в этих экспериментах использовались или малые скорости осаждения Ge [117], или отжиг Ge слоя толщиной $< h_{2D}$ [118], то есть условия, когда на рост Ge существенное влияние могло оказывать диффузионное перемешивание с подложкой, приводящее к формированию SiGe сплава. Безбарьерное зарождение Ge островков наблюдалось при росте на Si(001) подложках с большим ($>4^\circ$) углом отклонения от плоскости (001) [119]. В этом случае формированию островков способствовала большая плотность ступеней и малый размер террас, их разделяющих [119].

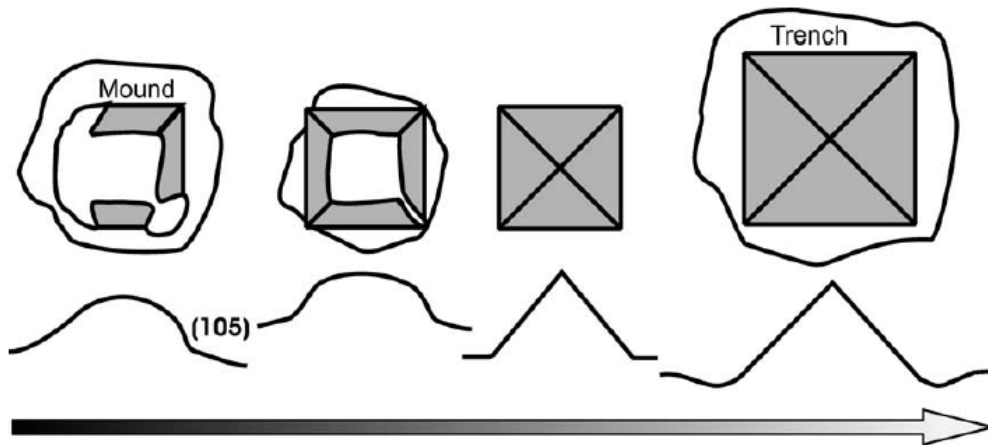


Рис. 1.6. Схематическое представление (вид сверху и сбоку) трансформации «mounds» в pyramid при росте SiGe слоев на Si(001). Рисунок взят из работы [113].

Как и в случае роста Ge на Si(001) отдельное внимание уделялось установлению факторов, определяющих критическую толщину двумерного роста слоя SiGe. Величина h_{2D} быстро растет с уменьшением доли Ge в слое и для $Si_{1-x}Ge_x$ слоя с долей Ge $x \sim 25\%$ для $T=700^\circ\text{C}$ составляет $h_{2D} \sim 8$ нм [8, 75]. Толщина смачивающего слоя в этом случае тоже составляет несколько нанометров. Такие большие значения h_{2D} и h_{WL} трудно связать с понижением поверхностной энергии и релаксацией упругих напряжений, связанных с поверхностной реконструкцией атомов, как это было в случае роста Ge на Si(001). Также маловероятно, что на таких больших масштабах толщин

происходит существенное изменение энергии связи атомов в пленке с нижележащими слоями по мере роста ее толщины, которая рассматривалась как одна из причин, определяющих величину h_{2D} для Ge на Si(001) [120].

Для системы $In_xGa_{1-x}As/GaAs$, где картина образования островков похожа на систему SiGe/Si(001), была предложена модель, которая связывала величину h_{2D} с толщиной пленки, при которой в результате сегрегации концентрация In в поверхностном слое InGaAs достигала некоторого критического значения [121, 122]. Из экспериментальных результатов эта критическая концентрация In была определена в 85% [121, 122]. Перенос этой модели на гетеропару Ge/Si требует учета того факта, что при росте InAs на GaAs критическая толщина двумерного роста из-за большего рассогласования кристаллических решеток составляет всего $h_{2D}=1\div 2$ МС. В то же время, как было указано выше, для роста Ge на Si(001) эта величина составляет $h_{2D}=3.5\div 5.5$ МС. Это может означать, что для смены механизма роста слоя SiGe с двумерного на трехмерный необходимо заметное обогащение Ge нескольких поверхностных слоев, что, в принципе, наблюдалось в ряде работ [71, 72].

В тоже время в работе [123] утверждалось, что сегрегация In или Ge должна приводить не к образованию островков, а к стабилизации планарного роста за счет большей возможности релаксации упругих напряжений у атомов поверхностного слоя. В этой работе была предложена собственная модель, в которой величина h_{2D} определялась диффузионным перемешиванием с материалом подложки и кинетическими факторами развития критических флуктуаций, необходимых для зарождения островков. Первый фактор важен на начальных этапах роста напряженных слоев, когда диффузионное перемешивание с подложкой уменьшает упругие напряжения в слое, тем самым стабилизируя планарный рост [123]. С увеличением толщины пленки важным фактором для формирования островков становится скорость развития критических флуктуаций на поверхности, которая очень чувствительна (как x^8) к составу напряженных слоев [123]. В рамках модели

из работы [123], которая близка к классической ATG модели, поверхность остается планарной пока скорость развития критических флуктуаций на поверхности не станет сравнимой со скоростью роста пленки.

Были предложены также модели, в которых для объяснения экспериментальных результатов учитывалось не только рассогласование материала пленки с подложкой, но и внутренний стресс в ней (упругие напряжения, возникающие из-за неоднородности состава пленки по плоскости роста) и различная подвижность атомов разного сорта [124]. Для гетеропары Ge/Si лучшее согласие модели с экспериментальными результатами достигалось при учете более быстрой поверхностной диффузии атомов Ge по сравнению с атомами Si [124]. Для определения величины h_{2D} при росте $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ слоев использовалась и кинетическая модель зарождения и эволюции островков [125], которая была развита в работе [92]. Но в этом случае не учитывалось изменение механизма зарождения островков при изменении доли Ge в слоях.

Для многих практических применений необходимо, чтобы самоформирующиеся наноструктуры и КТ были внедрены в матрицу основного материала, то есть имели покровный слой из этого материала. Многочисленные исследования продемонстрировали существенное изменение параметров Ge(Si) островков при их заращивании кремнием. Можно отметить, что процессы, происходящие при заращивании кремнием планарных SiGe слоев и слоев с островками, схожи с процессами, происходящими при росте этих слоев, но происходят в обратной последовательности. Так при заращивании тонких, планарных слоев SiGe слоем кремния по мере роста его толщины наблюдается смена поверхностной перестройки атомов с $(M \times N)$ на $(2 \times N)$, постепенное увеличение значения N с 6-8 до значений > 15 и восстановление перестройки (2×1) при толщине покровного слоя Si > 1 нм [61, 126, 127]. Эти изменения обусловлены уменьшением содержания Ge в приповерхностных слоях. При заращивании Ge(Si) островков происходит изменение формы островков,

которое выражается в уменьшении их высоты и увеличении латеральных размеров [9, 128-130]. То есть при зарастивании островков происходит уменьшение отношения их высоты к латеральному размеру - изменение формы, обратное наблюдаемому при их формировании. Изменение параметров Ge(Si) островков при их зарастивании связывается с ростом доли кремния в островках [129, 131] за счет его диффузии в островки. Поэтому параметры островков при зарастивании можно сохранить путем подавления диффузионных процессов за счет понижения температуры роста покровного слоя Si [129].

Так же для многих практических применений необходимы многослойные структуры с наноструктурами и КТ. Уже первые опыты по росту таких структур выявили вертикальное упорядочение КТ в соседних слоях многослойной структуры [132]. Обнаруженное упорядочение вызвано неоднородными полями упругих напряжений от зарощенных островков и КТ в слоях материала матрицы, разделяющих соседние слои с островками (рис. 1.7) [132]. В результате в этих слоях над островками нижележащего слоя образуются области локального растяжения. В эти области происходит преимущественная диффузия атомов осаждаемого напряженного слоя (рис. 1.7). Поля упругих напряжений от нижележащих островков приводят не только к вертикальному упорядочению островков, но и к их более однородному распределению по размерам и по положению на плоскости роста в верхних слоях многослойной структуры [133, 134].

Влияние полей неоднородных упругих напряжений от зарощенных островков существенно зависит от толщины слоя матрицы (Si или GaAs), разделяющего соседние слои с островками [130, 132, 135]. Так для Ge(Si) островков, выращенных при 620°C , вероятность вертикального упорядочения падает с близкой к 100% для толщины Si разделяющего слоя $10\div 30$ нм до 0% для толщины этого слоя 100 нм и больше [130]. Поля упругих напряжений от зарощенных островков оказывают влияние и на процесс перехода от

двумерного к трехмерному росту, которое выражается в уменьшении h_{2D} в верхних слоях многослойной структуры [136].

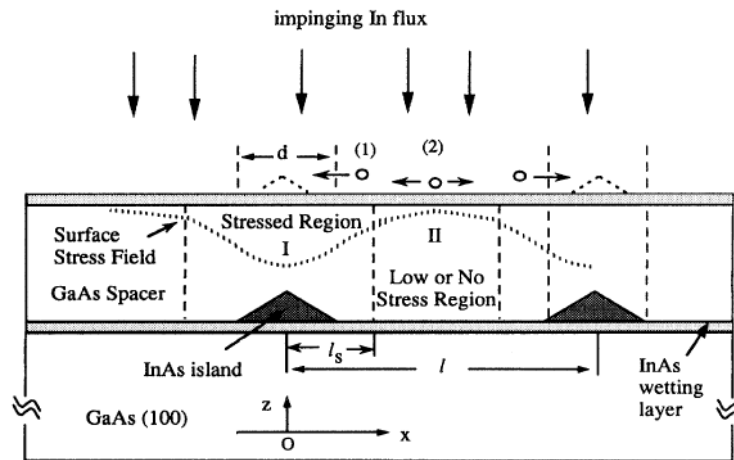


Рис. 1.7. Схематическое представление влияния полей упругих напряжений от островков нижележащего слоя на вертикальное упорядочение островков в многослойной структуре. Цифрой (1) показан процесс диффузии адатомов In по поверхности под действием неоднородных полей упругих напряжений, а цифрой (2) - процесс диффузии по поверхности в той области, где нет влияния нижележащих островков. Рисунок взят из работы [132].

Детальные исследования роста Ge(Si) наностроек и InAs КТ позволили решить важную для их практического использования задачу по формированию пространственно упорядоченных массивов наностроек и КТ (см. обзорные работы на эту тему [9, 137-139]). Основным подходом для решения этой задачи является предварительное структурирование подложки, - формирование на ней ямок или канавок, внутри или по периметру которых происходит зарождение островков.

Необходимо отметить, что приведенные в этом разделе результаты относятся к упругой релаксации механических напряжений для SiGe и InGaAs слоев, испытывающих деформацию сжатия. Как и в случае пластической релаксации, упругая релаксация в растянутых слоях для этих гетеросистем исследована гораздо меньше, чем в сжатых. Для гетеропары Si/Ge рост растянутых слоев возможен при росте на Ge подложках или на искусственных подложках на основе релаксированных SiGe слоев, когда

доля Ge в осаждаемом слое меньше, чем в релаксированном буфере. Для таких структур можно указать на неудачные попытки по формированию когерентных островков при осаждении Si на Ge(001) [140, 141]. Было показано, что рост Si на Ge(001) проходит по «классическому» механизму Странского-Крастанова, когда образование островков связано с зарождением дислокаций в них, а критическая толщина двумерного роста слоя Si близка к критической толщине его псевдоморфного роста [140, 141]. В случае роста на релаксированных SiGe буферах необходимо выделить отмеченную выше работу [13], в которой была выявлена зависимость развития шероховатости поверхности в напряженных SiGe слоях от знака их деформации. Меньшая шероховатость растянутых SiGe слоев по сравнению со сжатыми связывалась с зависимостью энергии образования моноатомных ступеней на (2×1) структурированной поверхности (001) [13] (рис. 1.4).

Для роста на SiGe/Si(001) буферах к моменту начала работ над диссертацией были практически не исследованы особенности смены механизма роста с двумерного на трехмерный и для сжатых SiGe слоев. Имевшиеся работы были в основном посвящены попыткам использования «cross-hatch» шероховатости поверхности буферов для пространственного самоупорядочения Ge(Si) островков [142]. В тоже время использование SiGe/Si(001) релаксированных буферов в качестве подложек при формировании Ge(Si) островков дает более широкие возможности управления зонной диаграммой структур, в первую очередь за счет возможности создания глубоких потенциальных ям для электронов в растянутых Si слоях [38, 40].

Представленный в настоящем разделе анализ литературы по релаксации упругих напряжений в SiGe гетероструктурах показал, что на момент начала работы над диссертацией был хорошо исследован рост на Si(001) однослойных структур с SiGe слоями. Было установлено, что для данного типа Si/Ge гетероструктур релаксация упругих напряжений через образование самоформирующихся, бездефектных наноструктур начинается

раньше, чем пластическая релаксация. Для однослойных SiGe/Si(001) структур были выявлены различия в механизмах смены режима роста с двумерного на островковый в зависимости от состава SiGe слоев. Была детально исследована эволюция параметров наноструктур (поверхностной плотности, размера, формы и состава) при увеличении количества осажденного материала и изменении температуры роста. Были установлены особенности роста многослойных структур с Ge(Si) островками и развиты технологии пространственного упорядочения островков.

В тоже время мало внимания было уделено зависимости релаксации упругих напряжений от знака деформации в этой гетеросистеме. Практически не исследованным оставался рост SiGe структур, содержащих несколько слоев различного состава, например, рост Ge(Si) островков в структурах с SiGe подслоями. Такие структуры интересны для создания фотоприемников среднего ИК диапазона [27]. В гетеропаре InAs/GaAs рост InAs КТ на напряженных InGaAs подслоях используется для увеличения длины волны излучения InAs КТ до телекоммуникационного диапазона в 1.3 мкм [143]. А за счет роста InAs КТ на релаксированных InGaAs/GaAs буферах удается сдвинуть длину волны их излучения и до 1.55 мкм [144]. Для гетеропары Ge/Si рост Ge(Si) островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, использование которых в качестве подложек дает больше возможностей по росту за счет возможности осаждения слоев с разной величиной и знаком деформации, оказался мало изученным. Представленные ниже оригинальные результаты исследований особенностей релаксации упругих напряжений в SiGe гетероструктурах, выращенных на различных подложках, направлены на ликвидацию части отмеченных выше пробелов в исследованиях роста напряженных SiGe гетероструктур.

1.2. Методики роста и исследования SiGe структур, сформированных на различных подложках.

Все SiGe структуры, результаты исследований которых представлены в настоящей диссертации, выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на высоковакуумных установках Riber SIVA-21 и “BALZERS” UMS 500P. Первая из этих установок является коммерчески доступной МПЭ установкой компанией Riber (Франция) - ведущей мировой компании по производству оборудования для МПЭ. Высоковакуумная установка “BALZERS” UMS 500P была модернизирована совместно с к.ф.-м.н. В.В. Постниковым в МПЭ установку для роста SiGe гетероструктур. За счет многокамерной конструкции, системы термического отжига, использования вакуумных насосов, работающих на различных физических принципах, и криопанелей остаточное давление в МПЭ установках составляло $< 10^{-10}$ мбар.

Для создания молекулярных потоков Si и Ge каждая из МПЭ установок была оборудована двумя электронно-лучевыми испарителями (ЭЛИ). При этом объем источников ЭЛИ установки Riber SIVA-21 был значительно больше, чем в “BALZERS” UMS 500P, что позволяло использовать эту установку для роста толстых (толщиной 1 мкм и более) SiGe структур. В обеих установках для испарения Ge из ЭЛИ использовался тигель из кремния, что существенно повышало стабильность испарения Ge [A1]. Исследования с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии состава Ge слоев, полученных при таком способе его испарения, показали, что при скоростях роста ≤ 0.1 нм/с доля растворенного кремния в них не превышает 1%.

Ростовые камеры МПЭ систем были оборудованы квадрупольными масс-спектрометрами, положение которых относительно ЭЛИ позволяло не только контролировать состав остаточных газов, но и, после соответствующих калибровок, осуществлять независимый, количественный *in situ* контроль за молекулярными потоками Si и Ge из ЭЛИ. При этом в

МПЭ установке Riber SIVA-21 масс-спектрометр был встроен в цепь обратной связи управления ЭЛИ. Для контроля за потоком Ge использовался сигнал от однократно ионизованного атома изотопа Ge^{74} - наиболее распространенного изотопа в природном Ge (~36.5%). Для кремния использовался сигнал не от самого распространенного изотопа Si^{28} (~92.2% в природном Si), а от изотопа Si^{30} (~3.1%). Это обусловлено тем, что сигнал для однократно ионизованного изотопа Si^{28} перекрывается с сигналами от однократно ионизованных комплексов $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$ и $\text{N}^{14}\text{N}^{14}$, которые являются одними из основных источников сигналов от остаточных газов в установках МПЭ. В установке МПЭ Riber SIVA-21 имелась дополнительная возможность периодического контроля за потоками Si и Ge с помощью двух независимых кварцевых датчиков измерения толщины. Для роста структур использовались скорости осаждения Si и Ge ≤ 0.1 нм/с. За счет тщательной количественной калибровки показаний масс-спектрометров и кварцевых датчиков измерения толщины точность контроля за потоками Si и Ge с их помощью составляла ~10% от измеряемой величины.

В установке МПЭ Riber SIVA-21 однородность состава и толщины осаждаемых слоев по площади структуры достигалась за счет большого размера источников ЭЛИ и их расположением относительно подложки. Для установки "BALZERS" UMS 500P однородность слоев дополнительно обеспечивалась большим расстоянием между ЭЛИ и подложкой. Выполненные калибровочные измерения показали, что для используемых подложек размером не более 50 мм неоднородность состава и толщины осаждаемых слоев была меньше 5%.

Для легирования SiGe структур в процессе эпитаксии МПЭ установки имели специализированные источники для испарения Sb в качестве донорной примеси, и бора - в качестве акцепторной примеси.

Как было продемонстрировано в предыдущем разделе настоящей главы, температура подложки оказывает существенное влияние на рост напряженных SiGe гетероструктур, в том числе на смену механизма роста с

двумерного на трехмерный. Поэтому особое внимание при формировании структур было уделено точности определения абсолютных температур роста в МПЭ установках. Нагрев подложек в МПЭ установках осуществлялся радиационным методом. Температура подложки контролировалась с помощью термопары и инфракрасного пирометра Imrac IS 12, специализированного для измерения температуры Si в диапазоне 400-1300°C. Высокая точность измерения температуры Si подложек пирометром Imrac IS 12 обеспечивалась за счет используемого в нем небольшого спектрального диапазона 0.7-1.1 мкм, в котором излучательная способность кремния не зависит от температуры. Для калибровки абсолютных показаний инфракрасного пирометра в области температур 800-1000°C дополнительно использовался оптический пирометр сравнения «Проминь». Выполненные калибровки позволили в диапазоне 400-1000°C измерять абсолютные значения температуры подложек с точностью $\pm 10^\circ\text{C}$. Методика калибровки более низких температур подложек подробно описана в Главе 4, а особенности измерения температур подложек типа «кремний на изоляторе» при их нагреве радиационным методом – в Главе 2.

Хорошо известно (см. раздел 1.1.2), что параметры Ge(Si) самоформирующихся наноостровков, в первую очередь, размеры, очень чувствительны к температуре роста и количеству осажденного Ge. Поэтому, в качестве дополнительной проверки точности определения абсолютных температур подложки и толщины осаждаемых слоев в различных МПЭ установках, были проведены сравнительные исследования структур с Ge(Si)/Si(001) островками, выращенными на разных МПЭ установках при номинально одинаковых условиях роста. Результаты данных исследований подтвердили указанные выше значения точности определения температур и толщин осаждаемых слоев.

МПЭ установка Riber Siva-21 была оборудована системой дифракции быстрых электронов (ДБЭ), которая позволяла *in situ* контролировать состояние поверхности формируемых структур: поверхностную

реконструкцию атомов, момент смены механизма роста с двумерного на трехмерный (то есть величину h_{2D}), а также тип образующихся nanoостровков [80, 145]. Смена механизма роста фиксировалась по качественному изменению картины дифракции с полосковой, отвечающей двумерному росту, на точечную, характерную для трехмерного роста [80, 145]. В большинстве случаев данный переход происходит достаточно быстро, в течение 1-3 секунд, что, для скорости роста ~ 0.1 МС/с, дает экспериментальную погрешность в измерении величины $h_{2D} \pm 0.3$ МС.

В данной главе представлены результаты исследований роста напряженных SiGe структур на монокристаллических Si(001) и Ge(001) подложках, а также на искусственных подложках на основе релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев. Для роста использовались коммерчески доступные Si(001) и Ge(001) подложки с отклонением нормали к поверхности подложки от кристаллографического направления [001] $< 1^\circ$ и концентрацией носителей заряда (если это не указано отдельно) $< 10^{16}$ см⁻³. Для химической предростовой подготовки Si(001) подложек применялась процедура из работы [146]. Заключительной стадией химической подготовки Si подложек было создание пассивации их поверхности водородом за счет кратковременной обработки в 1-2% растворе плавиковой кислоты. После промывки в деионизованной воде Si подложки за время менее 10 минут загружались в шлюзовые камеры МПЭ установок. Финальная очистка Si(001) подложек проходила в камере роста за счет длительного (>30 мин) термического отжига при $T = 300^\circ\text{C} - 400^\circ\text{C}$ (для десорбции остатков влаги) и 15 минутном отжиге при $T = 800^\circ\text{C} - 850^\circ\text{C}$. При этом в процессе нагрева до $T = 800^\circ\text{C} - 850^\circ\text{C}$ происходила десорбция атомов водорода, а при самом высокотемпературном отжиге – десорбция остатков окисла кремния. Факт окончания очистки поверхности Si(001) подложек контролировался по появлению четкой ДБЭ картины, отвечающей поверхностной перестройке атомов (2×1).

При химической подготовке Ge(001) необходимо учитывать отличие этого материала от Si: растворимость окисла Ge в воде и различие в смачиваемости этих материалов [147]. Поэтому химическая подготовка Ge(001) подложек существенно отличалась от таковой для Si(001) подложек и состояла из нескольких чередующихся этапов окисления их поверхности в водном растворе перекиси водорода и травлении сформированного окисла в водном растворе соляной кислоты [147, 148]. Заключительным этапом было окисление Ge(001) подложки и ее сушка в потоке N₂, после которой подложка загружалась в шлюзовую камеру МПЭ установки. Термическая очистка Ge(001) подложек в камере роста МПЭ установок проходила за счет длительного отжига при T~300⁰C и 10 минутного отжига при T=650⁰C. Как и в случае Si(001) подложек, окончание очистки Ge(001) контролировалось по появлению четкой ДБЭ картины (2×1).

Использовались два типа искусственных подложек на основе релаксированных SiGe/Si(001) буферов. Часть таких буферов с несколькими значениями состава верхнего релаксированного SiGe слоя были предоставлены J. M. Hartmann (Leti, France). Эти буферы были выращены методом газофазной эпитаксии при пониженном давлении и состояли из буфера, в котором доля Ge линейно увеличивалась до необходимого значения с градиентом 8-10 %/мкм, и SiGe слоя постоянного состава толщиной >1 мкм [149]. Как было указано в разделе 1.1.1, постепенное увеличение доли Ge в буфере позволяет существенно понизить плотность прорастающих дефектов [38, 41, 45]. В результате плотность прорастающих дислокаций в используемых буферах была < 10⁶ см⁻². Для уменьшения шероховатости поверхности выращенные буферы подвергались химико-механическому полированию [45, 46].

Вторая часть SiGe/Si(001) буферов была получена совместно с НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского [A10, A11, A57, A75]. Данные буферы были выращены методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении с.н.с. О.А. Кузнецовым (НИФТИ ННГУ) и состояли из SiGe буфера со

ступенчатым изменением состава и SiGe слоем постоянного состава толщиной 1-2 мкм. Состав и толщина SiGe слоев в буфере выбиралась таким образом, чтобы средний градиент увеличения доли Ge в структуре не превышал 10%/мкм. Кроме этого, толщина отдельных слоев значительно превышала термодинамическую толщину псевдоморфного роста SiGe слоя соответствующего состава. Высокие температуры роста и большие толщины SiGe слоев обеспечивали пластическую релаксацию большей части упругих напряжений в каждом слое структуры [A10, A11, A57, A75]. Благодаря использованию градиентного буфера и высоких температур роста концентрация прорастающих дислокаций в выращенных структурах была $< 10^6 \text{ см}^{-2}$. Однако, выращенные буферы характеризовались высокой среднеквадратичной шероховатостью поверхности (RMS), которую за счет использования химико-механического полирования удалось уменьшить до значений $\text{RMS} < 2 \text{ нм}$ [A10, A11]. Концентрация Ge в верхнем, релаксированном SiGe слое описанных в этом абзаце SiGe/Si(001) буферов лежала в диапазоне от 5 % до 50 % при суммарной толщине структур от 2.5 до 7 мкм. Полученные SiGe/Si(001) буферы имели характеристики, близкие к параметрам буферов, полученных от компании Leti (Франция).

Использование SiGe/Si(001) буферов с различным содержанием Ge в верхнем слое требовало учета влияния их состава на взаимодействие с химреактивами, применяемыми для предростовой химической подготовки подложек. Проведенные исследования показали, что для буферов с долей Ge $x \leq 30\%$ хорошо подходит процедура, используемая для подготовки Si(001) подложек. Для подготовки буферов с большей долей Ge использовалась только их обработка в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2 = 1:1$ и 0.5% водном растворе HF, так как для растворов $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ и $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$, используемых при подготовке Si(001) подложек, наблюдается селективное, по отношению к составу, травление поверхности SiGe/Si(001) буферов.

Рост структур на всех используемых подложках (Si(001), Ge(001) и релаксированных SiGe буферах) начинался с формирования ненапряженного

буфера толщиной 50-100 нм, качество поверхности которого контролировалось по наличию четкой ДБЭ картины (2×1) (или $2 \times N$) в случае роста на SiGe/Si(001) буферах). Большинство исследованных в данной главе структур выращены в диапазоне температур роста $T=600^{\circ} - 700^{\circ}\text{C}$, причем более высокие температуры роста использовались при формировании структур на Si(001) подложках и SiGe/Si(001) буферах, а более низкие – для Ge(001) подложек. Выбор данного диапазона температур роста был обусловлен минимизацией влияния на рост структур двух факторов: кинетических ограничений, проявляющихся при низких температурах, и диффузионного перемешивания слоев, ярко выраженного при высоких температурах. Более низкая температура роста структур на подложках Ge(001) связана с более высокой поверхностной диффузией атомов Si и Ge на Ge(001) по сравнению с диффузией на Si(001) [124].

Выращенные структуры исследовались методами ДБЭ, атомно-силовой микроскопии (АСМ) и рентгенодифракционного (РД) анализа. Как было указано выше, ДБЭ использовалась для *in situ* контроля за поверхностной перестройкой атомов, определения толщины осаждаемой пленки, при которой происходит смена механизма роста с планарного на островковый (величины h_{2D}), и типа формируемых островков. Последние две характеристики также определялись *ex situ* с помощью АСМ. При этом тестовые исследования продемонстрировали, что в случае осаждения Ge на Si(001) величина h_{2D} , определенная с помощью ДБЭ, оказалась несколько меньше (на ~ 0.3 МС), чем толщина, при которой самоформирующиеся Ge(Si) наноструктуры начинают наблюдаться на АСМ снимках [A27]. Эта разница в значениях h_{2D} , определенных различными методами, обусловлена тем, что методом ДБЭ анализируется площадь структуры в несколько квадратных миллиметров и для заметного изменения картины ДБЭ при используемой в системе регистрации необходимо, чтобы образовавшиеся Ge(Si) островки заняли заметную часть поверхности. В тоже время, атомно-силовая микроскопия позволяет наблюдать и начальную стадию смены механизма

роста, когда поверхностная плотность островков мала. Необходимо отметить, что указанная величина расхождения в значениях h_{2D} для метода ДБЭ и АСМ близка к приведенной выше ошибке измерения h_{2D} с помощью ДБЭ. Кроме определения h_{2D} и параметров (формы, размеров и поверхностной плотности) островков АСМ использовалась для анализа микрошероховатости поверхности структур. РД анализ в данной Главе использовался для измерения состава и степени релаксации упругих напряжений выращенных SiGe слоев.

1.3. Влияние знака деформации на релаксацию упругих напряжений в SiGe гетероструктурах

На первом этапе выявления влияния знака деформации на релаксацию упругих напряжений в SiGe слоях при их эпитаксиальном росте на подложках с кристаллографической ориентацией (001) была исследована смена механизма роста с двумерного на трехмерный для сжатых $Si_{1-x}Ge_x$ слоев, выращенных на Si(001). Экспериментально определенная критическая толщина их двумерного роста при $T=700^{\circ}C$ резко увеличивается при уменьшении доли Ge в них (рис. 1.8). Полученная в данной диссертации экспериментальная зависимость $h_{2D}(x(Ge))$ хорошо совпала с подобными экспериментальными зависимостями для $T=700^{\circ}C$, полученными в работах [8] и [75] (рис. 1.8).

Исследования выращенных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ структур с различной, по отношению к величине их h_{2D} , толщиной подтвердили зависимость механизма образования самоформирующихся Ge(Si) наноструктур от состава осаждаемого материала, которая обсуждалась в разделе 1.1.2. Так, при осаждении Ge шероховатость поверхности остается низкой вплоть до $h_{2D} \sim 4.7$ нм, при превышении которой происходит быстрое появление массива островков с поверхностной плотностью $\sim 10^9$ см⁻² (рис. 1.9). При этом на поверхности присутствуют только ограниченные островки *rugamid* и *dome* (рис. 1.9с). Данное поведение соответствует описанному выше

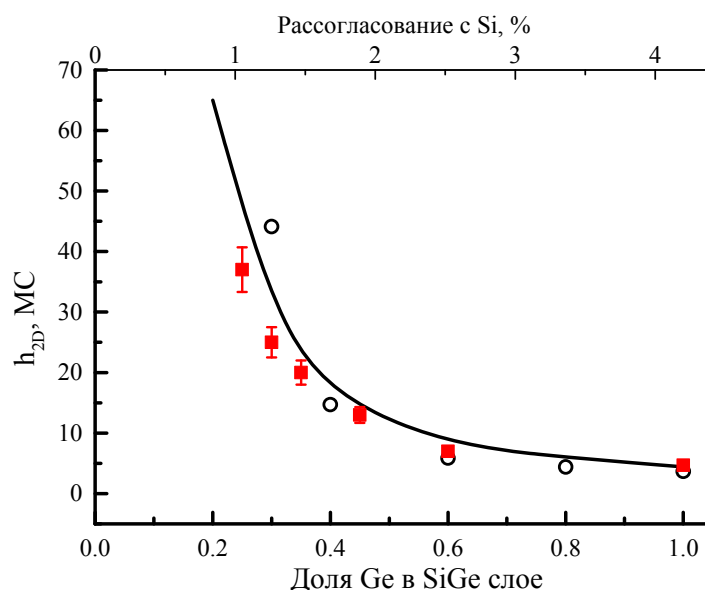


Рис. 1.8. Зависимости критической толщины двумерного роста $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев на $\text{Si}(001)$ подложках от их состава и рассогласования кристаллических решеток с кремнием для температуры роста $T=700^\circ\text{C}$, полученные в диссертации (■), работах [8] (сплошная линия) и [75] (○).

зарождению островков за счет преодоления некоторого энергетического барьера [76, 92, 94]. На это указывает и определенное значение $h_{2D} \sim 4.7$ МС, которое заметно больше толщины смачивающего слоя между островками $h_{WL}=3$ МС.

При росте же напряженных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоев с долей Ge $x < 60\%$ наблюдается постепенный рост микрошероховатости поверхности по мере

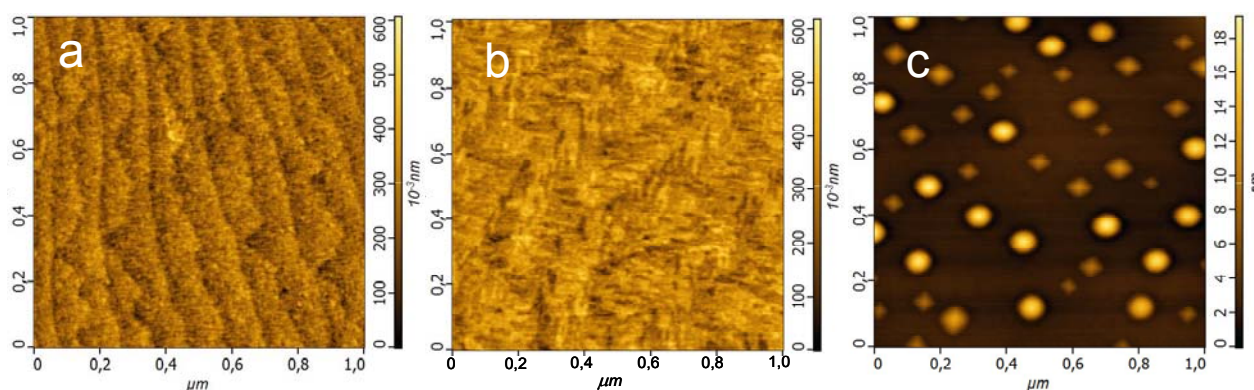


Рис. 1.9. а) АСМ снимок исходной поверхности Si буфера, на котором видны моноатомные ступени с чередующейся шероховатостью (см. Главу 1). б) АСМ снимок поверхности Ge/Si(001) слоя толщиной 4.3 МС. в) АСМ снимок массива ругamid и dome островков, образующихся после осаждения 5 МС Ge. Размер АСМ снимков 1×1 мкм. Стороны снимков ориентированы вдоль кристаллографических направлений типа [110].

увеличения толщины пленки (рис. 1.10). При толщине $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоя заметно меньше h_{2D} для конкретного состава на поверхности наблюдаются небольшие неограниченные возвышения (mounds) и ямки (pits) (рис. 1.10a). При приближении толщины пленки к h_{2D} увеличивается высота возвышений и глубина ямок, и у них появляется частичная огранка (рис. 1.10b). При небольшом превышении толщины $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоя величины h_{2D} , определенной с помощью ДБЭ, неровности поверхности трансформируются в массив пирамидальных островков (рис. 1.10c), размеры и поверхностная плотность которых зависит от состава слоя и температуры роста.

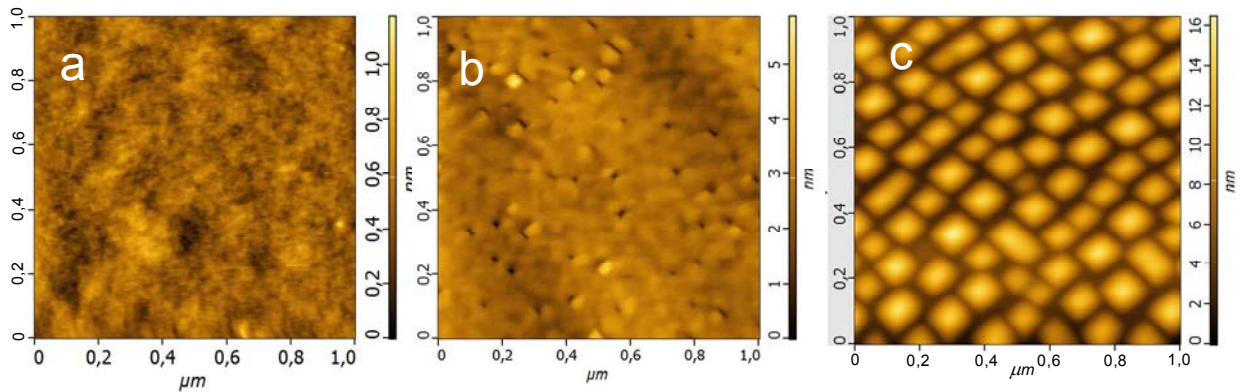


Рис. 1.10. АСМ снимки поверхности $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоев с $x(\text{Ge}) \sim 30\%$ толщиной меньше (a), порядка (b) и больше (c) критической толщины их двумерного роста. Размер АСМ снимков 1×1 мкм. Стороны снимков ориентированы вдоль кристаллографических направлений типа $[110]$.

Наблюдаемый механизм зарождения самоформирующихся наностроек при осаждении $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоев с малой долей Ge соответствует предложенному в литературе и описанному в разделе 1.1.2 безбарьерному зарождению островков за счет постепенного развития микрошероховатости поверхности и появлению граней типа $\{105\}$ [108, 109, 112, 113]. В рамках этого механизма на образование островков значительное влияние оказывают кинетические факторы развития амплитуды микрошероховатостей поверхности, необходимой для зарождения островков [123]. Роль этих факторов отражается в более выраженной зависимости h_{2D} от температуры роста для $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоев с малым содержанием Ge (см., например, [75]).

Согласно АСМ исследованиям, увеличение микрошероховатости поверхности является общей чертой при осаждении $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоев, во всем диапазоне их составов, включая слои с долей $x(\text{Ge}) < 20\%$, для которых при температурах роста $T \leq 700^\circ\text{C}$ не наблюдается образования самоформирующихся наноостровков. На величину микрошероховатости поверхности влияет толщина и состав слоев. Так, для $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоев толщиной 10 нм среднеквадратичная шероховатость поверхности увеличивается с $\text{RMS} \sim 0.12$ нм для Si слоя до $\text{RMS} \sim 0.27$ нм для $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоя с $x(\text{Ge})=20\%$. Рост микрошероховатости поверхности при росте $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ слоев связывается с уменьшением энергии формирования моноатомных ступеней на поверхности (001) с поверхностной реконструкцией атомов (2×1) и $(2 \times N)$ при воздействии на нее деформации сжатия [13, 66, 67] (рис. 1.4).

Для исследования особенностей релаксации упругих напряжений через развитие шероховатости поверхности при росте растянутых слоев на $\text{Ge}(001)$ подложках была выращена серия структур с $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоями, испытывающими деформацию растяжения. Доля Ge в слоях варьировалась от 20% до 80%. Результаты АСМ и ДБЭ исследований растянутых $\text{SiGe}/\text{Ge}(001)$ структур сравнивались с представленными выше результатами исследований сжатых $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ структур, имеющих близкое по абсолютной величине рассогласование с подложкой. Установлено, что в широком диапазоне составов SiGe слоев критическая толщина двумерного роста растянутых $\text{SiGe}/\text{Ge}(001)$ слоев больше, чем сжатых $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ [A52, A70, A73]. Это хорошо видно при сравнении АСМ снимков $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев, имеющих близкое абсолютное значение деформации в $|\varepsilon| \sim 1.5\%$, но разный ее знак (рис. 1.11). Так для сжатого $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоя с долей Ge $x=35\%$ критическая толщина двумерного роста составляет $h_{2D} \sim 20$ МС (рис. 1.8). При этом при толщине $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоя в 3.5 нм (~ 26 МС) на поверхности наблюдается плотный массив пирамидальных островков (рис. 1.11а). В то же время поверхность $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}(001)$ слоя с долей Ge $x=65\%$, что соответствует такому же

абсолютному значению деформации растяжения $\varepsilon \sim 1.5\%$, остается планарной и при толщине слоя в 8 нм (рис. 1.11b). При этом на АСМ снимке этого слоя хорошо различимы моноатомные ступени с широкими террасами между ними (рис. 1.11b), а шероховатость поверхности остается меньше $RMS < 0.2$ нм [A52, A70, A73].

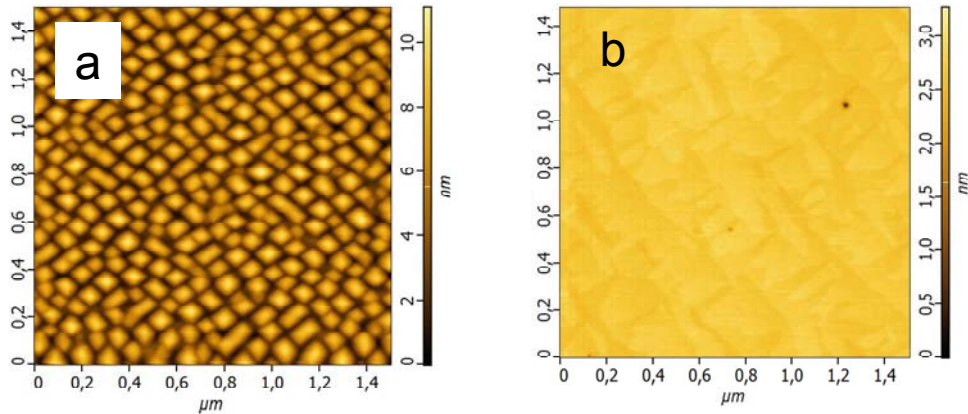


Рис. 1.11. АСМ снимки сжатого слоя $\text{Si}_{0.65}\text{Ge}_{0.35}/\text{Si}(001)$ толщиной 3.5 нм (a) и растянутого слоя $\text{Si}_{0.35}\text{Ge}_{0.65}/\text{Ge}(001)$ толщиной 8 нм (b). Боковые стороны снимков ориентированы вдоль направлений $[110]$ для снимка (a) и вдоль направления типа $[010]$ – для снимка (b).

Проведенные исследования показали, что при росте растянутых $\text{SiGe}/\text{Ge}(001)$ слоев, в отличие от сжатых $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ слоев, не происходит развитие микрошероховатости поверхности роста. Данный факт связывается с увеличением энергии образования моноатомных ступеней на поверхности (001) с поверхностной реконструкцией (2×1) при росте деформации растяжения и уменьшением - с ростом деформации сжатия [13] (рис. 1.4). Малая шероховатость поверхности растянутых слоев понижает вероятность зарождения самоформирующихся трехмерных объектов, и, как следствие, увеличивает критическую толщину двумерного роста SiGe структур на $\text{Ge}(001)$. Это особенно ярко выражено для напряженных слоев с небольшой ($\varepsilon < 2.5\%$) деформацией, для которых в случае сжатых $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ слоев образование островков идет через постепенное развитие шероховатости поверхности [108, 109, 112, 113]. В результате существует широкий диапазон составов слоев, в котором критическая толщина двумерного роста растянутых $\text{SiGe}/\text{Ge}(001)$ слоев не только больше, чем для сжатых

SiGe/Si(001) слоев, но и превосходит равновесное значение критической толщины их псевдоморфного роста (рис. 1.12) [A52, A70, A73].

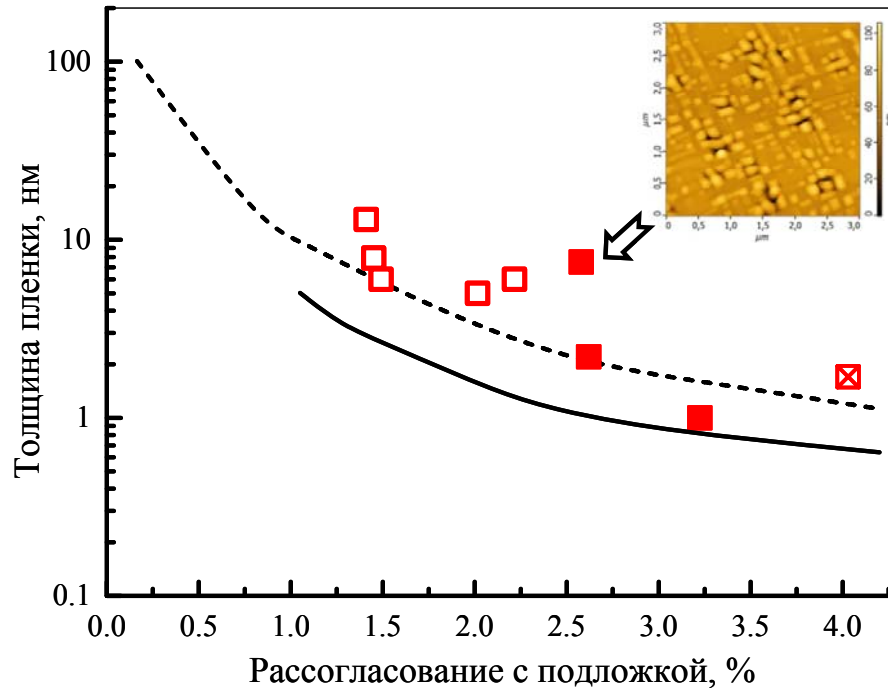


Рис. 1.12. Результаты исследований релаксации упругих напряжений в SiGe/Ge(001) структурах. Сплошная линия – полученная в настоящей диссертации экспериментальная зависимость h_{2D} от рассогласования для SiGe/Si(001) слоев. Пунктирная линия – теоретическая зависимость критической толщины псевдоморфоного роста h_c от рассогласования из работы [33]. \boxtimes - значение h_{2D} для роста Si на Ge(001) из работы [140]. Символами \square показаны параметры SiGe/Ge(001) слоев, для которых сохранялся 2D роста, а \blacksquare – на поверхности которых наблюдались дефектные островки. На вставке показан АСМ снимок одной из SiGe/Ge(001) структур с такими островками.

Стабилизация двумерного роста растягивающими напряжениями при росте SiGe структур на Ge(001) подложке и, как следствие, превышение величины h_{2D} над h_c , по-видимому, является основной причиной того, что рост Si на Ge(001) идет по классическому механизму Странского-Крастанова, когда образование островков связано с возникновением в них дефектов [140]. Выполненные в диссертации исследования показали, что это верно и для роста на Ge(001) слоев $Si_{1-x}Ge_x$ с высоким содержанием Si (см. АСМ снимок на рис. 1.12). Подтверждением дефектности SiGe островков является тот факт, что большинство из них наблюдаются в местах образования на

поверхности характерного рельефа, который ранее связывался с выходом на поверхность дефектов упаковки [50], которые вызваны распадом 60° -дислокации на 30° и 90° .

С целью исследования пластической релаксации упругих напряжений в растянутых слоях была выращена серия структур с $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}(001)$ слоями с содержанием германия $x(\text{Ge})=20\text{-}30\%$, что соответствует рассогласованию с $\text{Ge}(001)$ подложкой $0.85\% - 1.25\%$. Слои были выращены при $T=500^\circ\text{C}$ и имели толщину 500 нм, которая в несколько раз превосходит критическую толщину псевдоморфного роста для выбранных составов (см. рис. 1.12). Однако РД анализ выращенных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}(001)$ слоев показал, что в них произошла пластическая релаксация только от 10% (для $x(\text{Ge})=20\%$) до 40% (для $x(\text{Ge})=30\%$) упругих напряжений. Отжиг выращенных структур при 600°C или повышение их температуры роста до $T=700^\circ\text{C}$ не привели к существенному увеличению доли релаксации упругих напряжений. В тоже время АСМ исследования выращенных слоев выявили высокую шероховатость их поверхности ($\text{RMS}>2$ нм), которая вызвана характерным рельефом поверхности в виде канавок, идущих в двух взаимно перпендикулярных направлениях типа $[110]$ (рис. 1.13). Низкая степень релаксации упругих напряжений и высокая шероховатость поверхности $\text{SiGe}/\text{Ge}(001)$ слоев связываются с обсужденными в разделе 1.1.1 особенностями распространения 60° -дислокаций в растянутых слоях, выращенных на подложках со структурой алмаза с ориентацией (001) [52, 53]. Движение 60° -дислокаций в таких слоях сопровождается формированием дефектов упаковки, которые ведут к большой шероховатости поверхности, значительно замедляют распространение дислокаций, а, следовательно, препятствуют пластической релаксации упругих напряжений растянутых $\text{SiGe}/\text{Ge}(001)$ слоев [49-53].

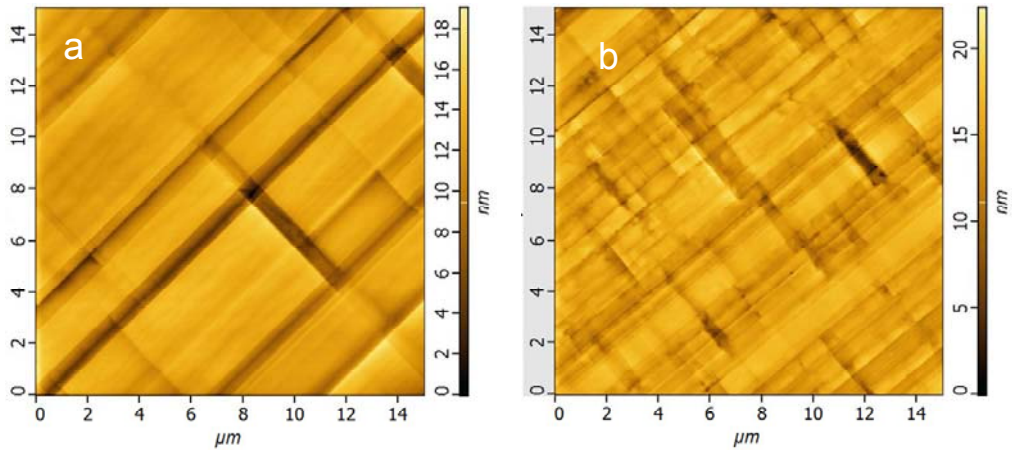


Рис. 1.13. АСМ снимки $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}(001)$ слоев с долей Ge 20% (a) и 30% (b), выращенных при 500°C . Толщина слоев 500 нм. Характерный рельеф поверхности связывается с формированием дефектов упаковки при движении 60° дислокаций в растянутых $\text{SiGe}/\text{Ge}(001)$ слоях. Стороны АСМ снимков ориентированы вдоль направлений типа $[010]$.

Рост на монокристаллических $\text{Si}(001)$ и $\text{Ge}(001)$ подложках позволяет формировать SiGe структуры только с одним знаком деформации: сжатия в случае роста на кремнии и растяжения – на германии. Использование же релаксированных $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферов в качестве подложек дает возможность получать $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слои с разным знаком деформации: растянутые при $x < y$ и сжатые – при $x > y$.

В случае осаждения чистого Ge изменение состава $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферов, а, следовательно, и параметра их кристаллической решетки, позволяет менять рассогласования между Ge и подложкой. При этом рассогласование между Ge и $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфером будет всегда меньше, чем между Ge и $\text{Si}(001)$ подложкой. В случае роста SiGe слоев на $\text{Si}(001)$ уменьшение рассогласования между осаждаемой пленкой и подложкой ведет к росту величины h_{2D} (рис. 1.8). Исходя из этого, можно было ожидать, что критическая толщина двумерного роста Ge на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах должна быть меньше, чем в случае его осаждения на $\text{Si}(001)$, и увеличиваться с ростом доли Ge в буфере. Однако исследования роста Ge на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах с различным содержанием Ge выявили, что величина h_{2D} в этом случае меньше, чем при росте на $\text{Si}(001)$ подложке и для буферов с $y(\text{Ge}) < 40\%$ слабо зависит от состава буфера (рис. 1.14) [A38, A44, A65, A86,

A87, A93, A95]. Одной из причин более низких значений h_{2D} при росте Ge на $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферах может быть сегрегация Ge на поверхность при осаждении ненапряженного SiGe слоя, с формирования которого начинался рост структур на буферах (см. раздел 1.2 в этой Главе). Подтверждением накопления Ge на поверхности является наблюдаемая при росте на буферах ненапряженных SiGe слоев ДБЭ картина, соответствующая поверхностной реконструкции атомов ($2 \times N$). Как обсуждалось в начале главы, при росте SiGe слоев на Si(001) данная реконструкция возникает при накоплении на поверхности 0.8 МС Ge [62, 63]. Такое количество сегрегированного Ge на поверхность ненапряженного SiGe слоя на SiGe/Si(001) буфере дают и расчеты по модели, предложенной в [A28]. При этом для исследованного диапазона составов $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферов $y(Ge)=11\%–36\%$ и используемых условий роста (температуры роста и толщины ненапряженного SiGe слоя) рассчитанное количество накопленного на поверхности в результате сегрегации Ge слабо зависело от состава буфера. Если причиной уменьшения h_{2D} германия на SiGe/Si(001) буферах является только сегрегация атомов Ge при росте ненапряженного SiGe слоя, то зависимость h_{2D} от рассогласования параметров кристаллических решеток Ge и SiGe/Si(001) буфера должна повторять зависимость h_{2D} от рассогласования кристаллической решетки SiGe слоя и Si(001) подложки, но лежать ниже ее на ~ 0.1 нм (толщину 0.8 МС), что не наблюдается в эксперименте (рис. 1.14).

Основываясь на результатах исследований роста SiGe слоев на Si(001) и Ge(001) подложках полагается, что дополнительным фактором, ведущим к уменьшению величины h_{2D} при росте Ge на SiGe/Si(001) буферах, является более высокая микрошероховатость поверхности буферов по сравнению с исходными Si(001) подложками. Это подтверждается результатами АСМ исследований поверхности самих буферов и ненапряженных SiGe слоев, выращенных на них. Одна из причин более высокой шероховатости поверхности буферов по сравнению с Si(001) подложками - это влияние сетки дислокаций несоответствия на шероховатость поверхности, которое

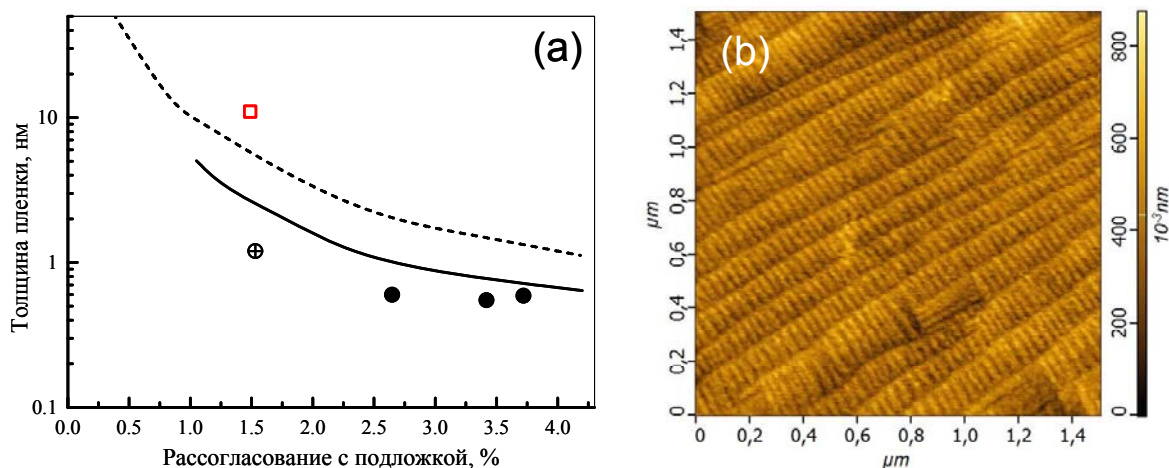


Рис. 1.14 а) Результаты исследования роста SiGe слоев на SiGe/Si(001) буферах. Сплошная линия – экспериментальная зависимость h_{2D} от рассогласования для SiGe/Si(001) слоев. Пунктирная линия – теоретическая зависимость h_c от рассогласования из работы [34]. ● – величина h_{2D} при осаждении Ge на SiGe/Si(001) буферы различного состава, ⊕ - величина h_{2D} при осаждении Si_{0.25}Ge_{0.75} слоя на Si_{0.74}Ge_{0.36}/Si(001) буфер. Символом □ указаны параметры структуры, АСМ снимок которой показан на рисунке (b). b) – АСМ снимок структуры с 11 нм слоем Si, осажденным на Si_{0.74}Ge_{0.36}/Si(001) буфер. Стороны снимка ориентированы вдоль направлений типа [110].

проявляется в виде характерной картины cross-hatch шероховатости [36, 37]. ХМП выращенных SiGe/Si(001) буферов позволяет удалить основную часть этой шероховатости. Однако она может вновь развиваться при осаждении на буферы ненапряженных SiGe слоев, с роста которых начиналось формирование структур [150]. К росту микрошероховатости может приводить также и сегрегация атомов Ge на поверхность при росте ненапряженного SiGe слоя. Как было показано выше, в гетеропаре SiGe при росте на подложках с кристаллографической ориентацией (001) формирование сжатого слоя на поверхности структуры всегда ведет к росту ее микрошероховатости. Увеличение микрошероховатости поверхности буфера облегчает преодоление энергетического барьера, связанного с зарождением Ge(Si) наноостровков, и ведет к уменьшению величины h_{2D} для роста Ge на Si_{1-y}Ge_y/Si(001) буферах с $y(\text{Ge}) \leq 40\%$ по сравнению с его ростом на Si(001).

На влияние шероховатости поверхности SiGe/Si буферов на формирование островков при осаждении на них слоя Ge указывает более высокая поверхностная плотность Ge(Si) островков в начальный момент их роста по сравнению с ростом островков на Si(001) подложках. Микрошероховатости на поверхности SiGe/Si(001) буферов служат центрами зарождения островков при осаждении Ge и большая плотность микронеровностей ведет к росту поверхностной плотности островков на начальных этапах их формирования на SiGe/Si(001) буферах.

Необходимо отметить, что в случае роста на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах уменьшение h_{2D} по сравнению с ростом на Si(001) подложках наблюдается не только при осаждении Ge, но и для сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x > y$) слоев (рис. 1.14). В этом случае разница между значениями h_{2D} для роста на буфере и Si(001) подложке значительно превосходит толщину сегрегированного слоя Ge (рис. 1.14). В рамках модели формирования островков за счет постепенного развития шероховатости поверхности из работы [123] дополнительными факторами, ведущими к уменьшению h_{2D} при росте на SiGe буферах будет уменьшение возможности релаксации упругих напряжений в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ пленке за счет перемешивания с $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфером (из обогащения приповерхностных слоев буфера сегрегированными атомами Ge) и ранее отмеченная более высокая шероховатость поверхности буферов по сравнению с Si(001) подложкой.

Иная ситуация наблюдается при осаждении растянутого слоя Si на SiGe/Si(001) буферы. В этом случае выявлено уменьшение шероховатости поверхности структур с увеличением толщины слоя кремния или рассогласования его параметра кристаллической решетки с ростом доли Ge в буфере. Так осаждение слоя Si толщиной 10-11 нм на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфер с $y(\text{Ge}) \sim 18\%$ не приводит к значительному изменению шероховатости поверхности, определенному из АСМ снимков, по сравнению с поверхностью ненапряженного SiGe слоя на этом буфере. В тоже время поверхность Si слоя такой же толщины на буфере с $y(\text{Ge}) \sim 22\%$ имеет заметно

меньшую шероховатость, и на ней на АСМ снимках хорошо видны моноатомные ступени. Увеличение доли Ge в буфере до $y(\text{Ge}) \sim 36\%$ ведет к дальнейшему уменьшению шероховатости поверхности Si слоя (рис. 1.14). При этом на поверхности наблюдаются два чередующихся типа моноатомных ступеней: «прямые» и «треугольные» (рис. 1.14b). Ранее аналогичная конфигурация ступеней наблюдалась с помощью сканирующего туннельного микроскопа на подобных структурах [151]. При этом было установлено, что прямыми являются ступени S_A , а «треугольными» - S_B [151]. Существенные различия в морфологии ступеней на поверхности растянутого Si слоя связываются с отмеченной выше разной зависимостью энергии этих ступеней от знака и величины деформации: слабой зависимостью энергии S_A ступени от величины и знака деформации, и ростом энергии ступени S_B при приложении растягивающих деформаций [13] (рис. 1.4). Формирование «треугольной» формы у ступеней S_B позволяет на части этой ступени реализовать такую же ориентацию димеров на верхней террасе, как и на ступени S_A , а, следовательно, и такую же, не чувствительную к деформации, перестройку атомных связей на краю ступени. В случае роста растянутых слоев это должно приводить к существенному уменьшению энергии всей системы.

Результаты исследований роста SiGe структур на релаксированных SiGe/Si(001) буферах наглядно демонстрируют влияние знака деформации на релаксацию упругих напряжений для этой гетеропары при росте на плоскости (001) (рис. 1.14a). Так, при близких по абсолютному значению рассогласованиях кристаллических решеток в $\sim 1.5\%$ при росте сжатого $\text{Si}_{0.25}\text{Ge}_{0.75}$ слоя на $\text{Si}_{0.74}\text{Ge}_{0.36}/\text{Si}(001)$ буфере образование массива nanoостровков наблюдается при толщине этого слоя больше 3 нм, в то время как поверхность растянутого слоя Si толщиной почти в 4 раза больше, осажденного на том же буфере, остается атомарно гладкой (рис. 1.14). При этом, как и случае роста на Ge(001) подложках, стабилизация растягивающими напряжениями планарного роста позволяет получать на

SiGe/Si(001) буферах растянутые слои с толщиной больше их равновесной толщины псевдоморфного роста (рис. 1.14а).

1.4. Влияние напряженных, сжатых SiGe подслоев на рост слоев Ge на Si(001) подложках

Приведенный в начале настоящей главы анализ литературы показал, что к моменту начала работ над диссертацией был достаточно хорошо исследован переход от двумерного к трехмерному росту в SiGe/Si(001) структурах с одним напряженным слоем. Также много внимания было уделено формированию многослойных структур с Ge(Si) наноостровками, слои которых были разделены слоями Si. В то же время дизайн некоторых структур для приборных применений, таких как каскадные лазеры на внутризонных переходах [40], короткопериодные сверхрешетки для создания на кремнии источников излучения [152] и резонансно-туннельные диоды [153], предполагает наличие нескольких напряженных слоев различного состава. Для получения таких структур с заданными параметрами необходимо установить влияние нижележащих, уже выращенных, слоев («подслоев») на последующий рост структуры. Это, в частности, относится к их влиянию на смену механизма роста с планарного на островковый. К моменту начала работ над диссертацией влияние напряженных SiGe подслоев на последующий рост структур не было рассмотрено, хотя имелись единичные работы, в которых указывалось на существование такого влияния [154]. В данном разделе представлены результаты исследований влияния планарных, напряженных (сжатых в плоскости роста) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ подслоев (далее – «compressed $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоев» или $c\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоев) на последующий рост пленки Ge. Особое внимание уделено образованию Ge(Si) самоформирующихся наноостровков в таких структурах. Исследованные структуры, состоящие из $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ напряженного слоя и слоя Ge(Si) островков, кроме фундаментального интереса представляют и практический интерес, так как используются при разработке приемников среднего ИК диапазона

[26]. А в гетеропаре InAs/GaAs рост InAs КТ на напряженных InGaAs подслоях используется для увеличения длины волны излучения InAs КТ до длины волны телекоммуникационного диапазона 1.3 мкм [143].

Дизайны SiGe/Si(001) структур, результаты исследований которых представлены в настоящем разделе, показаны на рисунке 1.15. Для всех структур параметры $c\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоев выбирались таким образом, чтобы избежать в них релаксации упругих напряжений за счет смены механизма роста с двумерного на трехмерный и за счет образования протяженных дефектов, то есть их толщины были меньше величин h_{2D} и h_c для соответствующих составов. Сохранение планарности cSiGe подслоев подтверждалось ДБЭ по картине $(2 \times N)$ перестройки в конце осаждения подслоев, и АСМ исследованием их поверхности. Отсутствие релаксации упругих напряжений в cSiGe подслоях указывает на то, что их параметр кристаллической решетки в плоскости роста совпадал с параметром решетки Si(001) подложки. В этом случае должен быть ненапряженным и Si слой, разделяющий SiGe слои в исследованных структурах (Si «спейсер») (рис. 1.15).

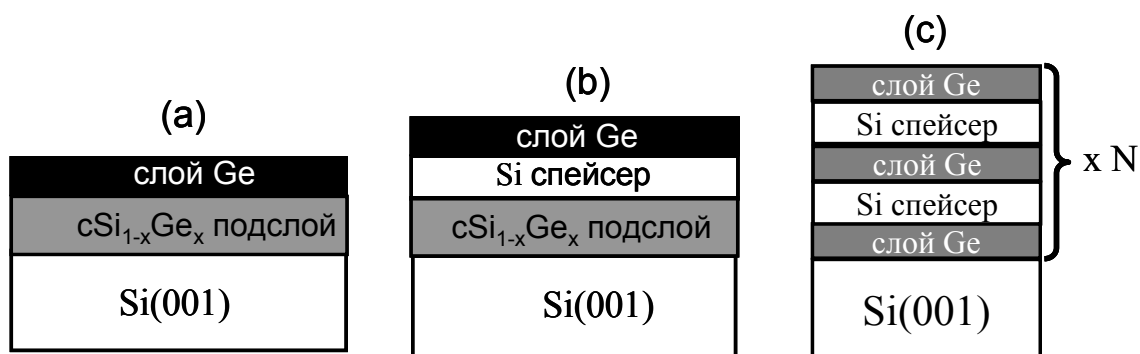


Рис. 1.15. Схематическое изображение дизайна структур для исследования влияния напряженных, планарных cSiGe подслоев на последующий рост SiGe структур. Для структур, показанных на рисунках (a) и (b), варьировались толщина и состав подслоев, а также толщина осажденного Ge. Для структур с дизайном (b) дополнительно варьировалась толщина Si слоя, разделяющего напряженный cSiGe подслоя и слой Ge (толщина Si «спейсера»). Для Ge/Si короткопериодных решеток, показанных на рисунке (c), варьировалась число периодов решетки (N) и толщины Ge и Si слоев.

Для установления влияния напряженных cSiGe подслоев на рост пленки Ge была экспериментально исследована зависимость критической толщины ее двумерного роста от параметров (состава и толщины) cSiGe подслоев [A13, A16, A17, A28, A29, A78, A87, A93]. Было обнаружено, что предосаждение напряженных, сжатых cSi_{1-x}Ge_x подслоев с долей Ge $x(\text{Ge}) \leq 20\%$ и толщиной 10 нм существенно уменьшает величину h_{2D} пленки Ge на них (рис. 1.16) [A13, A16, A17, A28, A29]. При этом величина уменьшения h_{2D} пленки Ge по сравнению с ростом на Si(001) (Δh_{2D}) для структур, дизайн которых показан на рисунке 1.5а, линейно растет с ростом доли Ge в подслое и для 10 нм подслоя cSi_{0,8}Ge_{0,2} составляет $\Delta h_{2D} \sim 2.7$ МС (рис. 1.16).

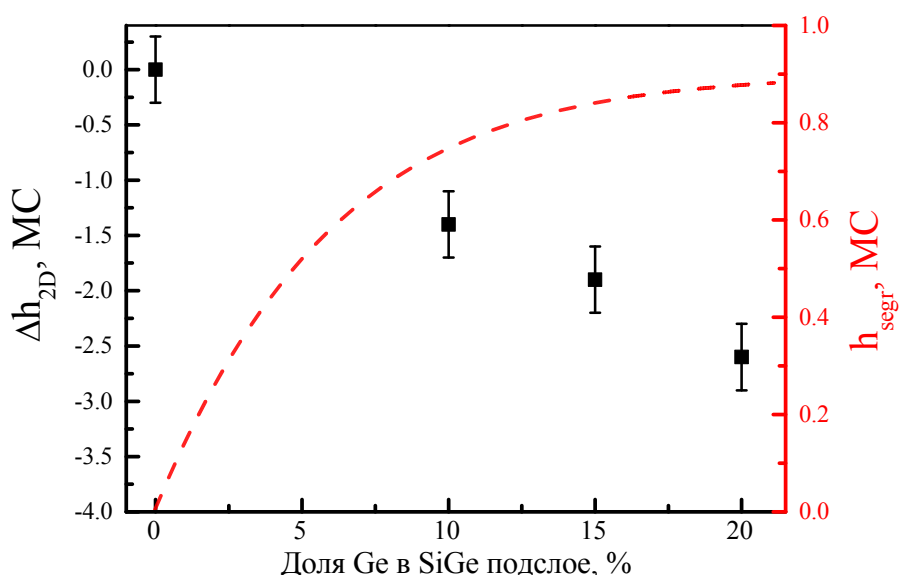


Рис. 1.16. Левая ось – экспериментальная зависимость изменения критической толщины двумерного роста Ge на cSi_{1-x}Ge_x подслоях по сравнению с ростом на Si(001) от состава подслоя. Правая ось – рассчитанная с использованием обменной модели сегрегации зависимость количества сегрегированного Ge от состава подслоя. Толщина cSi_{1-x}Ge_x подслоев 10 нм.

Как и в случае обсуждаемого выше роста Ge на релаксированных SiGe буферах одним из возможных объяснений уменьшения критической толщины перехода к трехмерному росту может служить накопление атомов Ge на поверхности напряженного SiGe слоя из-за эффекта сегрегации [64]. В

результате сегрегации к моменту начала осаждения Ge на поверхности cSiGe подслоя уже находится некоторое количество Ge. Однако в рамках классической, обменной модели сегрегации [64, 155], результаты расчета количества сегрегированного Ge (h_{segr}) с использованием которой показаны на рисунке 1.16 пунктирной линии, на поверхности может быть накоплено не более 1 МС германия. При расчетах использовались параметры обменной модели сегрегации из работы [156]. Подробное описание обменной модели сегрегации представлено в 4 главе диссертации.

В тоже время, экспериментально наблюдаемое максимальное уменьшение h_{2D} в 2.7 МС существенно больше этой величины. Разницу между наблюдаемой величиной Δh_{2D} и h_{segr} не может объяснить и возможное обогащение Ge более чем одного приповерхностного слоя, связанное с неоднородными упругими деформациями от поверхностной перестройки атомов ($2xN$) [63, 68, 70-72], так как в этом случае количество Ge в приповерхностных слоях не должно превышает 2 МС. Еще одним аргументом, что сегрегация Ge является не единственной причиной уменьшения критической толщины 2D роста Ge при осаждении его на напряженные cSi_{1-x}Ge_x подслои, является различие в зависимостях Δh_{2D} и h_{segr} от состава подслоя (рис. 1.16).

Уменьшение критической толщины двумерного роста Ge с ростом доли Ge в cSi_{1-x}Ge_x подслое позволяет предположить, что кроме сегрегации Ge существенное влияние на величину h_{2D} оказывает накопленная в cSi_{1-x}Ge_x подслое упругая энергия. В работе [156] на основе модели энергетического баланса между уменьшением упругой энергии системы за счет ее частичной релаксации в островках и увеличением поверхностной энергии, связанной с дополнительной поверхностью боковых граней островков, был предложен критерий оценки величины h_{2D} для Si/Ge и InAs/GaAs структур, который учитывал упругую энергию, накопленную в структурах, и неоднородность их состава вследствие сегрегации Ge или In. В этой модели для гетеропары Ge/Si полагалось, что образование островков начиналось с формирования

pyramid, имеющих в качестве боковых граней плоскости типа {105} с углом в $\sim 11^\circ$ к плоскости (001). Аналогично кинетической модели из работы [92] зависимость поверхностной энергии от типа граней не учитывалась, то есть рост поверхностной энергии связывался только с ростом площади поверхности. В этом случае увеличение поверхностной энергии системы, вызванное формированием pyramid, записывается в виде:

$$\Delta E_{\text{surf}} = \sigma(001) \cdot (1/\cos(\theta) - 1) \cdot L^2 \quad (1.6),$$

где $\sigma(001)$ – поверхностная энергия на единицу площади для плоскости Si(001), которая выбиралась равной 1 Дж/м^2 [156], $\theta = 11^\circ$ – угол наклона боковых граней {105} пирамидальных островков, L – длина их основания. Изменение упругой энергии вследствие ее частичной релаксации в островках записывалось в том же виде, что и в работе [92]:

$$\Delta E_{\text{el}} = -(1-Z) \cdot E_{\text{el}} \quad (1.7),$$

где E_{el} – упругая энергия, накопленная в структуре, $(1-Z)$ – степень релаксации упругой энергии в островке. При расчете E_{el} из теории упругости учитывалась упругая энергия, накопленная во всей структуре, и неоднородность состава выращенных слоев, связанная с эффектом сегрегации. Это достигалось суммированием упругой энергии отдельных монослоев по толщине структуры, состав которых, а, следовательно, и деформация, определялись с учетом сегрегации Ge [156]. Для определения коэффициента остаточной деформации островков Z использовалась его зависимость от угла наклона боковой грани островка к плоскости роста из работы [157], которая для $\theta = 11^\circ$ дает значение $Z = 0.7$. Можно отметить, что эта величина близка к величине $Z = 0.64$, экспериментально определенной из остаточной упругой деформации (Residual elastic strain, RES, $Z = \text{RES}^2$) пирамидальных Ge(Si) островков, которая составила $\text{RES} \sim 0.8$ [71, A5].

В качестве критерия перехода от двумерного к трехмерному росту в работе [156] использовалось равенство

$$\Delta E_{\text{el}} \cdot L^2 + \Delta E_{\text{surf}} = 0 \quad (1.8)$$

задающее при постоянных значениях Z и θ некоторое пороговое значение накопленной упругой энергии, при котором, с энергетической точки зрения, образование островков становится более выгодным, чем продолжение планарного роста структуры. В работе [156] из анализа имеющихся экспериментальных результатов по зависимости критической толщины двумерного роста напряженных слоев от их состава это пороговое значение упругой энергии для однослойных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}(001)$ структур было определено в 0.06 Дж/м^2 .

Однако исследования зависимости величины h_{2D} пленки Ge от толщины $c\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоя для структур с дизайном, представленным на рисунке 1.15a, и от толщины Si спейсера для структур, показанных на рисунке 1.15b, продемонстрировали, что наибольшее влияние на последующий рост структуры оказывают напряженные слои, находящиеся вблизи поверхности [A27-A29]. На это, в частности, указывает нелинейная зависимость изменения величины h_{2D} Ge от толщины $c\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоя (рис. 1.17a), в то время как накопленная упругая энергия линейно зависит от толщины напряженного слоя. Нелинейная зависимость h_{2D} Ge от толщины $c\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоя экспериментально наблюдалась для подслоев различного состава (рис. 1.17a). Необходимо отметить, что с целью сравнения экспериментальных значений h_{2D} с теоретически рассчитанными на рисунке 1.17 величина h_{2D} , определенная с помощью ДБЭ, была уменьшена на 0.3 МС. Это, как обсуждалось выше, обусловлено тем, что заметное изменение ДБЭ картины с полосковой на островковую происходит тогда, когда на поверхности уже присутствует массив наноструктур с достаточно большой поверхностной плотностью [A27].

Для теоретического описания экспериментально полученных нелинейных зависимостей h_{2D} от толщины подслоя и Si спейсера модель оценки величины h_{2D} из работы [156] была модернизирована.

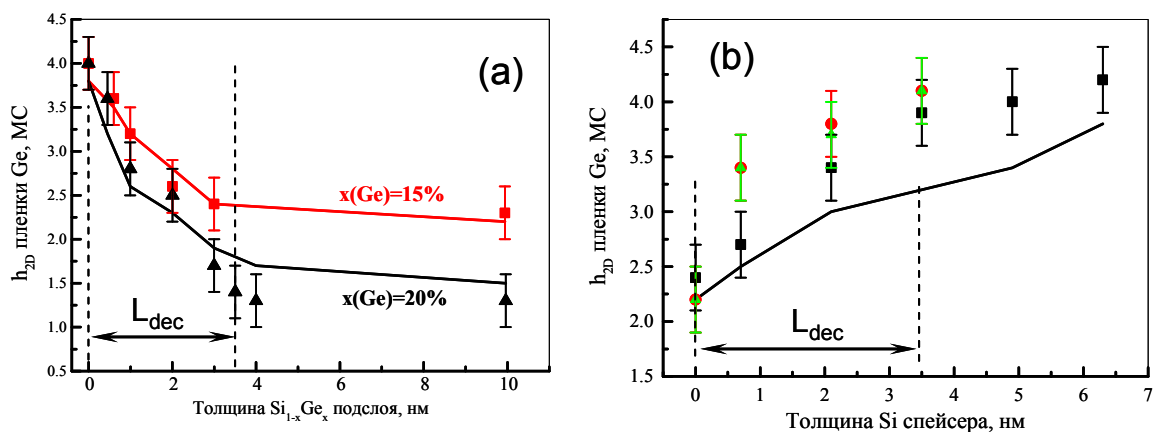


Рис. 1.17. а) Экспериментальные (символы) и рассчитанные (линии) зависимости h_{2D} пленки Ge на $\text{cSi}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоях от их толщины для подслоев различного состава. Стрелками показан подгоночный параметр $L_{\text{dec}}=3.5$ нм. б) Экспериментальные зависимости h_{2D} пленки Ge от толщины Si спейсера для структур с дизайном, показанном на рис. 1.15б, для трех различных подслоев: ■- толщина подслоя $d_{\text{SiGe}}=10$ нм, доля Ge в нем $x(\text{Ge})=15\%$, ● - $d_{\text{SiGe}}=1.5$ нм, $x(\text{Ge})=30\%$, ▲ - $d_{\text{SiGe}}=2$ нм, $x(\text{Ge})=100\%$. Линия – зависимость h_{2D} пленки Ge от толщины Si спейсера для подслоя с $d_{\text{SiGe}}=10$ нм, $x(\text{Ge})=15\%$, рассчитанная с использованием $L_{\text{dec}}=3.5$ нм.

Во-первых, для возможности оценки критической толщины двумерного роста с точностью до долей монослоя (субмонослоя) была разработана модель сегрегации на вицинальной поверхности, состоящей из террас и моноатомных ступеней [A27]. В данной модели каждый монослой структуры делился на M субмонослоев (SML), число которых равно числу атомов на атомарных террасах (рис. 1.18b). Угол отклонения плоскости подложки от вицинальной плоскости (φ) полагался малым, так, чтобы M было $\gg 1$. В стандартной, обменной модели сегрегации, которую можно рассматривать как модель сегрегации на сингулярной поверхности, обмен атомов происходит между поверхностным монослоем (слой S на рис. 1.18a) и первым слоем твердой фазы (слой В на рис. 1.18a). Обмен атомов происходит при поступлении на поверхность потоков Si (F_{Si}) и Ge (F_{Ge}). За время роста одного монослоя $t_{\text{ML}}=(1/F_{\text{Si}} + F_{\text{Ge}})$ поверхностный монослой S заполняется, обмен атомов в нем с нижележащими слоями прекращается и этот слой становится первым слоем твердой фазы (слоем В) (рис. 1.18a). Таким образом, обмен атомами между слоями S и В происходит за время t_{ML} , а

вероятность этого обмена в единицу времени вычисляется в рамках обменной модели [64, 155, 156].

В случае модели сегрегации на вицинальной поверхности используется аналогичное описание, верхние M субмонослоев образуют поверхностный слой типа S, а следующие M субмонослоев – слой типа B (рис. 1.18b) [A27]. При этом полагалось, что в результате быстрой поверхностной диффузии все субмонослои поверхностного слоя выравниваются по составу за малые времена, а субмонослои первого объемного слоя индивидуально обмениваются атомами с субмонослоями поверхностного слоя (рис. 1.18b). С учетом такого разбиения может быть записана система уравнений для описания процесса сегрегации при росте отдельного монослоя [A27]. Расчеты распределения Ge, выполненные при использовании различных моделей сегрегации, представленных на рисунке 1.18, дают близкие результаты для целого числа монослоев [A27].

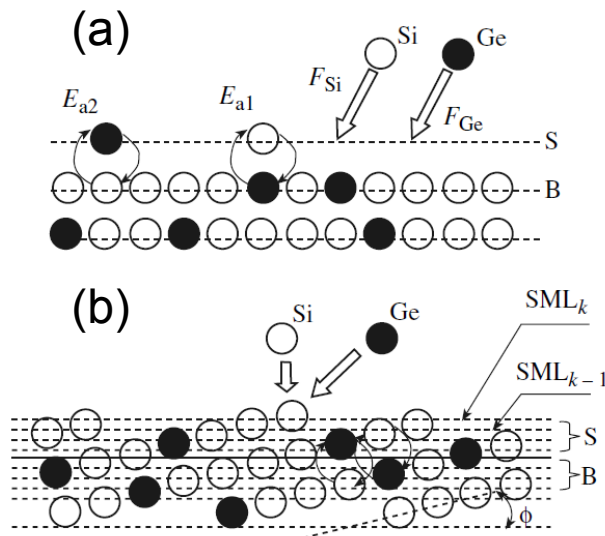


Рис. 1.18 Модель сегрегации Ge на сингулярной (a) и вицинальной (b) поверхностях. Обозначения см. в тексте. Рисунок взят из [A27].

Во-вторых, при расчетах накопленной упругой энергии было учтено преимущественное влияние на рост структуры упругой энергии, накопленной в приповерхностных слоях. Это было сделано за счет введения дополнительного экспоненциального множителя в расчет упругой энергии [A27-A28]:

$$E_k = \sum_{j=-M}^{k-M} E_j \cdot \exp(-z_j / L_{dec}) \quad (1.9),$$

где k - общее число осажденных субмонослоев, верхние M из которых относятся к поверхностному монослою и потому не включаются в расчет упругой энергии. Но при этом учитывается верхний монослой подложки (Si буфера), в котором за счет обмена с первым монослоем SiGe слоя образовался напряженный SiGe сплав. Величина E_j вычисляется как и в [156] по стандартной формуле теории упругости, z_j - расстояние j -го субмонослоя от поверхности. L_{dec} – подгоночный параметр, имеющий размерность длины, названный “глубиной затухания”. За счет введения подгоночного параметра L_{dec} учитывается, что основное влияние на рост структур оказывают те напряженные слои, которые находятся на расстояниях порядка L_{dec} от поверхности [A27-A28]. Анализ экспериментальных данных по влиянию толщины $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоя на критическую толщину двумерного роста пленки Ge на нем позволил определить величину L_{dec} в 25 МС (~3.5 нм) (рис. 1.17а) [A27-A28]. Данное значение L_{dec} позволяет с хорошей точностью описать экспериментальные данные по влиянию $\text{cSi}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоев различного состава на критическую толщину двумерного роста Ge на них (рис. 1.17а).

Исследования структур, в которых слой Ge отделен от напряженного подслоя cSiGe слоем ненапряженного Si (см. рис. 1.15b), показали, что влияние подслоя сохраняется до некоторой толщины Si спейсера (рис. 1.17b) [A27-A28]. Полученные экспериментальные данные для этого типа структур могут быть достаточно хорошо описаны с использованием того же значения $L_{dec} = 3.5$ нм (рис. 1.17b). Необходимо отметить, что исследования зависимости h_{2D} от толщины Si спейсера для трех $\text{cSi}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоев, значительно различающихся составом и толщинами, но характеризующихся одной и той же накопленной упругой энергией, выявили отсутствие заметного влияния параметров (толщины и состава) cSiGe подслоя на ход этих зависимостей в случае фиксированной упругой энергии cSiGe подслоя (рис. 1.17b) [A27, A29]. При этом для всех исследованных cSiGe подслоев их

заметное влияние на рост пленки Ge сохранялось при толщине Si спейсера ≤ 3.5 нм.

Приведенные выше экспериментальные результаты по влиянию напряженных cSiGe подслоев на дальнейший рост пленки Ge получены при температуре роста структур $T=700^{\circ}\text{C}$. Качественно такие же результаты получены и для более низкой температуры роста структур в $T=500^{\circ}\text{C}$ [75, 80, 158], когда доминирующим типом Ge(Si) островков на начальном этапе их роста являются hut-кластеры. Это указывает на то, что влияние cSiGe подслоев на дальнейший рост структур проявляется в широком диапазоне условий роста и не зависит от типа формируемых Ge(Si) островков.

Введение экспоненциальной зависимости вклада упругой энергии от глубины залегания слоев и использование значений подгоночного параметра для этой зависимости $L_{\text{dec}}=3.5$ нм позволяет достаточно хорошо описать полученные экспериментальные результаты по влиянию напряженных SiGe/Si(001) подслоев на дальнейший рост структур [A27, A29]. Альтернативным подходом к описанию экспериментальных результатов, представленных на рисунке 1.17, является более детальный расчет разницы упругой энергии планарного слоя и островка, учет возможности обогащения атомами Ge нескольких приповерхностных слоев и более низкой поверхностной энергией Ge/Si(001) слоя по сравнению с поверхностной энергией Si(001) [80, 159, 160]. В рамках данного подхода зависимость h_{2D} от состава cSiGe подслоя и толщины Si спейсера вызвана сегрегацией Ge на поверхность, понижением поверхностной энергии по мере накопления Ge на поверхности и экспоненциальной зависимостью поверхностной энергии смачивающего слоя от его толщины [159]. Ранее в литературе экспоненциальную зависимость поверхностной энергии смачивающего слоя от его толщины рассматривали как один из основных факторов, определяющих критическую толщину двумерного роста напряженных слоев [120].

Описанные выше два подхода, используемые для объяснения влияния $c\text{SiGe}$ напряженных подслоев на дальнейший рост структур основаны на термодинамическом подходе. Но, как обсуждалось в разделе 1.1, момент начала образования самоформирующихся наноостровков и КТ может во многом определяться кинетическими факторами, такими как постепенное развитие шероховатости поверхности. Как было показано в разделе 1.3 настоящей Главы, осаждение напряженных $\text{SiGe/Si}(001)$ слоев сопровождается развитием микрошероховатости поверхности роста (см. рис. 1.10). Масштаб микрошероховатостей поверхности, возникающих в результате осаждения $c\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоев, недостаточен для формирования островков из сплава данного состава. Но этого масштаба может быть достаточно для преодоления (или облегчения преодоления) энергетического барьера для зарождения островков при осаждении слоя Ge. В крайнем случае барьер на образование $\text{Ge}(\text{Si})$ островков может полностью отсутствовать и зарождение островков при осаждении Ge на $c\text{SiGe}$ подслои может идти по тому же безбарьерному механизму, что и при формировании островков при росте $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоев с долей Ge меньше 60% [110, 111, 114, 115]. При таком механизме зарождения островков должна уменьшиться «сверхкритическая» толщина слоя Ge, которую можно оценить как разницу между критической толщиной 2D роста и толщиной смачивающего слоя ($h_{\text{WL}}=3 \text{ MC}$ в случае роста Ge на $\text{Si}(001)$). Это должно привести к уменьшению экспериментально измеряемых значений $h_{2\text{D}}$.

Как и в описанном выше случае осаждения Ge на релаксированные $\text{SiGe/Si}(001)$ буферы, на то, что шероховатость $c\text{SiGe}$ подслоя влияет на формирование островков при осаждении на них Ge, указывает заметно более высокая поверхностная плотность островков на подслоях по сравнению с ростом Ge без них [A13, A14]. Полагается, что зарождение $\text{Ge}(\text{Si})$ островков происходит на микрошероховатостях поверхности, плотность которых увеличивается в результате осаждения напряженных $c\text{SiGe/Si}(001)$ подслоев [A52]. Таким образом, полученные результаты указывают на то, что рост

микрошероховатости поверхности в результате осаждения подслоев является дополнительным к сегрегации Ge фактором, ведущим к уменьшению h_{2D} пленки Ge на cSiGe подслоях. В этом случае причины уменьшения h_{2D} пленки Ge на cSi_{1-x}Ge/Si(001) напряженных подслоях те же, что и в случае осаждения Ge на релаксированные Si_{1-x}Ge/Si(001) буферы (рис. 1.14а).

Масштаб микрошероховатости поверхности после осаждения cSiGe подслоев зависит от состава и толщины этих слоев, что может быть причиной экспериментально наблюдаемых зависимостей h_{2D} от параметров cSiGe подслоев. Нелинейная экспериментальная зависимость величины h_{2D} от толщины cSi_{1-x}Ge_x подслоев с $x \leq 20\%$ может быть обусловлена тем, что для таких слоев, для которых при используемой температуре роста $T=700^\circ\text{C}$ и скорости осаждения не наблюдается образование островков, наиболее значительное изменение шероховатости поверхности происходит на начальных этапах их роста. Постепенное увеличение h_{2D} с ростом толщины Si спейсера, разделяющего напряженный cSiGe подслоем и слой Ge, в этом случае может быть объяснено постепенным уменьшением шероховатости поверхности при заращивании cSiGe подслоя ненапряженным слоем Si.

Исследования структур с Ge(Si) наноструктурами на cSiGe/Si(001) напряженных подслоях показали, что подслои оказывают влияние не только на критическую толщину 2D роста Ge, но и на параметры самих островков. Как было уже отмечено выше, согласно результатам АСМ исследований поверхностная плотность островков на cSiGe подслоях выше, чем в случае осаждения Ge непосредственно на Si(001) [A13, A14]. Это связывается с более высокой концентрацией центров зарождения островков, которыми могут служить локальные возвышения на поверхности подслоя. В результате высокая поверхностная плотность островков наблюдается уже на начальных этапах их образования [A15]. Высокая поверхностная плотность центров зарождения островков и отмеченное выше возможное уменьшение «сверхкритической» толщины слоя Ge ведут к тому, что на SiGe подслое возможно формирование массива пирамидальных Ge(Si) островков с

большой поверхностной плотностью [A15]. В случае же роста Ge на Si(001) на начальных этапах роста наблюдается присутствие двух типов Ge(Si) островков: пирамидальных и куполообразных [77, 86]. Это обусловлено тем, что в случае роста на cSiGe подслоях на один пирамидальный островок приходится меньшее количество атомов Ge, чем в случае роста на Si(001). В результате при толщине Ge превышающей величину h_{2D} не более чем на 1–2 МС осажденного материала не хватает для достижения пирамидальными островками на cSiGe подслоях критического объема, при котором они трансформируются в куполообразные островки [77, 86]. Получение массива пирамидальных Ge(Si) островков на cSiGe/Si(001) подслоях позволило, в частности, установить влияние формы островков на их сигнал фотолюминесценции [A15].

Еще одним отличием Ge(Si) островков на cSiGe подслоях от островков на Si(001) являются их большие размеры [A13, A14]. Увеличение размеров Ge(Si) островков указывает на рост доли Si в них [73, 89]. Исследования состава островков, выполненные с помощью РД анализа [A13, A14] и комбинационного рассеяния света [A30], показали, что доля Si в Ge(Si) островках растет с 45–50% до 70–75% при увеличении доли Ge в cSi_{1-x}Ge_x подслоях с x(Ge)=0 % (рост на Si(001)) до x(Ge)=20%. Этот факт, на первый взгляд, кажется неожиданным, так как замена Si буфера на cSiGe подслоем должна привести к большей вероятности диффузии атомов Ge в островки. Однако, согласно оценкам из АСМ снимков, суммарный объем островков на cSiGe подслоях в разы превосходит количество осажденного Ge [A13, A14, A30]. Это указывает на то, что в формировании островков участвует заметная часть материала подслоя. Диффузии материала подслоя в островки способствует меньшая толщина смачивающего слоя Ge вследствие уменьшения величины h_{2D} и неоднородные поля упругих напряжений от островков [A13, A14, A30]. При этом соотношение составов островков и оставшейся части подслоя, а также распределение объема материала между ними определяется минимизацией упругой энергии в структуре, которая

складывается из неоднородной по объему упругой энергии островков и подслоя.

Результатом одновременного роста поверхностной плотности островков и их размеров при формировании Ge(Si) островков на cSiGe подслоях является значительное увеличение доли поверхности, занятой островками. При количестве осажденного Ge заметно превышающем величину h_{2D} основания соседних островков начинают соприкасаться [A13, A14, A39], что ведет к взаимодействию неоднородных полей упругих напряжений соседних островков. Следствием такого взаимодействия является локальное пространственное упорядочение, наблюдаемое для Ge(Si) островков на cSiGe/Si(001) подслоях [A13, A14, A39].

Приведенные на рисунке 1.17b экспериментальные данные показывают, что влияние напряженных cSiGe слоев на последующий рост структуры может сохраняться и при их наращивании достаточно тонким слоем ненапряженного Si. Это относится и к случаю, когда в качестве такого подслоя выступает слой Ge толщиной меньше h_{2D} и h_{WL} [A27, A29]. Такое влияние может быть существенным при формировании короткопериодных Si/Ge решеток, которые ранее рассматривались для создания источников излучения на кремнии (см. [152] и ссылки в ней). С целью экспериментальной проверки этого предположения был исследован рост Ge/Si решеток на Si(001), дизайн которых показан на рисунке 1.15c [A52, A70, A78].

Для Ge/Si решеток, состоящих из Ge слоев толщиной $d_{Ge}=2-4$ МС, разделенных слоями Si толщиной $d_{Si}=2-6$ нм, обнаружено уменьшение критической толщины двумерного роста Ge при увеличении числа периодов решетки (N) и/или уменьшении толщины Si разделительных слоев (d_{Si}) [A52]. Так если в однослойных Ge/Si(001) структурах согласно ДБЭ $h_{2D} \sim 4.7$ МС, то для решетки (Ge $d_{Ge}=4$ МС / Si $d_{Si}=6$ нм) образование островков наблюдается уже во втором периоде, а для решетки (Ge $d_{Ge}=3$ МС / Si $d_{Si}=2$ нм) - в третьем. То есть значение h_{2D} для второго и третьего периодов этих решеток

составляет 4 и 3 МС, соответственно. При этом увеличение толщины Si разделительного слоя до $d_{Si}=3$ нм в Ge/Si решетке с Ge слоями толщиной $d_{Ge}=3$ МС приводит к отсутствию островков в третьем периоде решетки ($h_{2D} > 3$ МС). Выявленное уменьшение h_{2D} пленки Ge при росте Ge/Si решеток, как и в случае уменьшения h_{2D} при росте Ge на cSiGe подслоях, связывается с сегрегацией Ge и развитием микрошероховатости поверхности с увеличением накопленной в них упругой энергии сжатых слоев. Данное предположение подтверждается результатами АСМ исследований, показавшими, что слои Ge одинаковой толщины (меньше, чем h_{2D}) в первом и верхних слоях Ge/Si решеток имеют различную морфологию поверхности (рис. 1.19). Так на АСМ снимке Ge слоя толщиной $d_{Ge}=2.5$ МС, осажденного на Si буфер («первого» слоя в решетке (Ge $d_{Ge}=2.5$ МС/ Si $d_{Si}=2$ нм)), не наблюдается никаких особенностей и шероховатость поверхности слоя Ge близка к шероховатости поверхности Si буфера (среднеквадратичная шероховатость поверхности, определенная из АСМ снимка, $RMS \sim 0.2$ нм) (рис. 1.19a). В то же время на поверхности Ge слоя такой же толщины в шестом периоде решетки при незначительном увеличении микрошероховатости (среднеквадратичная шероховатость поверхности выросла до $RMS \sim 0.3$ нм) наблюдается формирование мелких ямок (pits), неограниченных возвышенностей (mounds) и маленьких островков (pre-pyramids) (рис. 1.19b). Как обсуждалось выше, данный вид поверхности типичен для напряженных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ слоев с долей Ge $x < 60\%$, толщина которых близка к критической толщине их двумерного роста. Полагается, что развитие шероховатости поверхности (в частности, формирование mounds) по мере роста числа периодов Ge/Si решетки меняет механизм зарождения островков с «барьерного», характерного для первых периодов решетки, на «безбарьерный» в ее верхних слоях. Отсутствие энергетического барьера для формирования островков в последнем случае ведет к наблюдаемому уменьшению критической толщины двумерного роста германия в Ge/Si решетках. Как видно из рисунка 1.19b, образование mounds

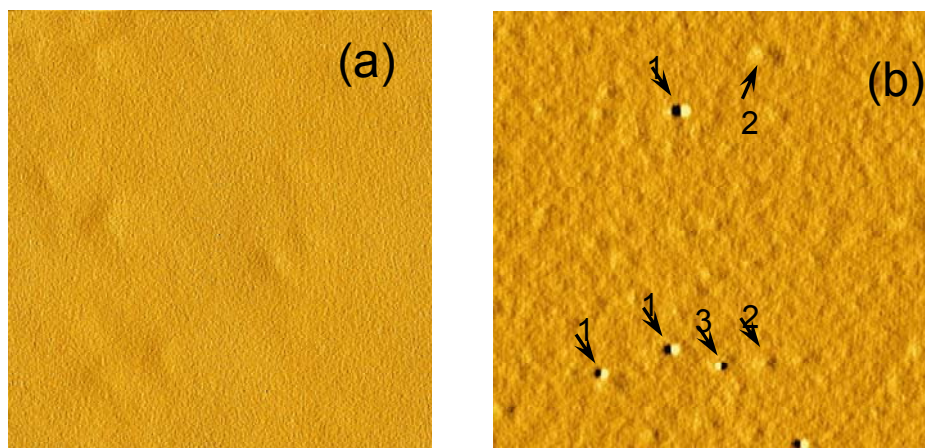


Рис. 1.19. АСМ снимки поверхности однослойной Ge/Si(001) структуры с Ge слоем толщиной 2.5 МС (а) и шестого слоя Ge в решетке (Ge $d_{Ge}=2.5$ МС / Si $d_{Si}=2$ нм) (b). Снимки обработаны фильтром Прюитта для подчеркивания микрошероховатости поверхности. На рисунке (b) цифрами обозначены ямки (pit) (1), mounds (2) и pre-pyramids (3). Размер снимков 3 x 3 мкм.

и pre-pyramids в исследуемых Ge/Si решетках наблюдалось и при толщине Ge меньше 3 МС, которая для однослойных структур считается термодинамически равновесной толщиной смачивающего слоя Ge на Si(001) [76, 91]. Уменьшение h_{2D} в короткопериодных Ge/Si решетках до значений меньших 3 МС вызвано сегрегацией Ge из нижележащих слоев. Полагается, что выявленное уменьшение критической толщины 2D роста Ge в короткопериодных Ge/Si решетках является одной из основных причин неудач при попытках создания источников излучения на основе таких решеток при их росте на Si(001) подложках.

Необходимо отметить, что количественно зависимость h_{2D} от параметров Ge/Si решеток достаточно хорошо описывается моделью влияния накопленной упругой энергии на последующий рост структуры [A27- A29, A52], развитой для описания роста Ge на напряженных cSiGe/Si(001) подслоях. В этом случае можно предположить, что введенный в модели феноменологический параметр L_{dec} характеризующий масштаб толщин, на котором cSiGe подслой оказывает влияние на последующий рост структур, может быть связан с масштабом толщин, на котором при используемых

условиях роста происходит или развитие (при осаждении напряженного cSiGe подслоя), или уменьшение (при его зарастивании ненапряженным Si слоем) микрошероховатости поверхности роста.

1.5. Влияние напряженных SiGe подслоев на рост структур на релаксированных SiGe/Si(001) буферах

Использование Si(001) подложек позволяет исследовать влияние на рост SiGe структур только подслоев с одним типом деформации – деформации сжатия. В тоже время применение искусственных подложек на основе релаксированных SiGe/Si(001) буферов открывает возможности по выявлению влияния на рост структур также и подслоев с деформацией растяжения. Поэтому в диссертации были выполнены исследования роста на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах SiGe структур, содержащих слои с различным знаком деформации. Были исследованы два основных типа структур, дизайн которых представлен на рисунке 1.20. Первым типом исследованных структур, были структуры, в которых слой Ge осаждался на $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоя, испытывающий деформацию растяжения ($x < y$, «tensile SiGe» подслоя, tSiGe подслоя) (рис. 1.20а). Для этого типа структур варьировался состав и толщина tSiGe подслоя, а также количество осажденного Ge. Основные исследования были выполнены для структур, в которых в качестве подслоя использовался слой растянутого Si (tSi подслоя). Во втором типе структур слой Ge был отделен от tSi подслоя ненапряженным $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ слоем, доля Ge в котором совпадала с долей Ge в верхнем, релаксированном слое SiGe/Si(001) буфера (рис. 1.20b). Рост структур был выполнен на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах с $y(\text{Ge})=10\text{--}36\%$.

Как было показано в разделе 1.3, несмотря на меньшее рассогласование параметров кристаллических решеток пленки и подложки критическая толщина двумерного роста Ge на релаксированных SiGe/Si(001) буферах меньше величины h_{2D} для роста Ge на Si(001) подложках (см. рис. 1.14 и 1.21). При этом величина h_{2D} для роста Ge на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах слабо

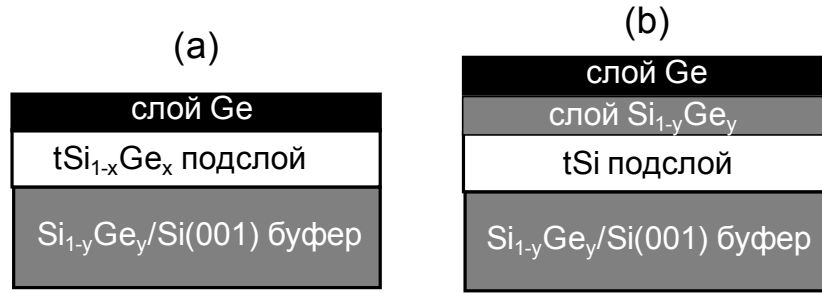


Рис. 1.20. Схематическое изображение поперечного сечения исследованных SiGe структур, выращенных на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах и содержащих слои с различным знаком деформации. а) – структуры со слоем Ge, который осаждался на растянутый $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x < y$) подслой. б) – структуры, в которых слой Ge был отделен от растянутого Si подслоя ненапряженным $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ слоем.

зависит от состава буфера, а, следовательно, и от рассогласования между параметрами кристаллической решетки осаждаемой пленки и подложки. В тоже время в случае роста $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев на $\text{Si}(001)$ эта зависимость имеет хорошо выраженный характер (рис. 1.14). Как было указано выше, полагается, что на величину h_{2D} роста Ge на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах оказывают влияние два фактора, оба ведущих к ее уменьшению. Это сегрегация Ge на поверхность при росте ненапряженных $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ слоев, с формирования которых начинался рост структур на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах, и более высокая шероховатость поверхности буферов по сравнению с $\text{Si}(001)$ подложками [A38, A44]. Первый фактор (количество сегрегированного Ge) для используемых $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферов с $y(\text{Ge})=10\text{--}36\%$ при толщине ненапряженного $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ слоя в 50–100 нм слабо зависит от состава буферов. В то же время АСМ исследования показали, что шероховатость поверхности буферов растет с увеличением доли Ge в них. Именно с этим связывается тот факт, что для роста Ge на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах величина h_{2D} не растет с увеличением доли Ge в них, несмотря на уменьшение рассогласования кристаллических решеток пленки и подложки.

Необходимо отметить, что характер поведения критической толщины двумерного роста, похожий на случай роста Ge на $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ буферах, наблюдался и при формировании InAs КТ на релаксированных

InGaAs/GaAs(001) буферах [161]. В этом случае за счет использования InGaAs/GaAs(001) буферов различного состава и степенью релаксации упругих напряжений было обнаружено, что при фиксированном рассогласовании кристаллических решеток InAs пленки и подложки критическая толщина двумерного роста InAs уменьшается с ростом доли In в буфере [161]. Это указывает на то, что для гетеропар Ge/Si и InAs/GaAs кроме рассогласования кристаллических решеток существуют общие дополнительные факторы, влияющие на характер роста структур на релаксированных буферах.

Выполненные с помощью ДБЭ и АСМ исследования структур, дизайн которых показан на рисунке (рис. 1.20а), показали, что осаждение напряженного слоя Si приводит к существенному росту критической толщины Ge на SiGe/Si(001) буферах (рис. 1.21) [A38, A44]. При этом наблюдается нелинейная зависимость h_{2D} от толщины t_{Si} подслоя (рис. 1.21b). Уже при толщинах t_{Si} подслоя ≥ 2 нм величина h_{2D} роста Ge на $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферах превышает таковую для его роста на Si(001) подложках. С увеличением толщины t_{Si} подслоя все более выраженной становится зависимость h_{2D} от состава $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буфера, то есть, от рассогласования кристаллических решеток Ge пленки и подложки (рис. 1.21).

Одной из причин, ответственных за увеличение h_{2D} Ge на t_{Si} подслоях, может быть уменьшение количества Ge накопленного на поверхности роста вследствие его сегрегации. Однако, в рамках классической модели сегрегации, когда на поверхности роста может быть накоплено не более 1 МС Ge, изменение h_{2D} из-за сегрегации не должно превышать этой величины. В тоже время, экспериментально наблюдаемое увеличение h_{2D} с ростом толщины t_{Si} подслоя составляет ~ 2 МС (рис. 1.21b). Кроме этого, характер зависимости h_{2D} от толщины t_{Si} подслоя не совпадает с рассчитанной зависимостью количества сегрегированного Ge от толщины этого подслоя [A38, A44]. Отмеченные факты указывают на то, что сегрегация Ge является

не единственной причиной, ответственной за изменение величины h_{2D} Ge на tSi подслоях.

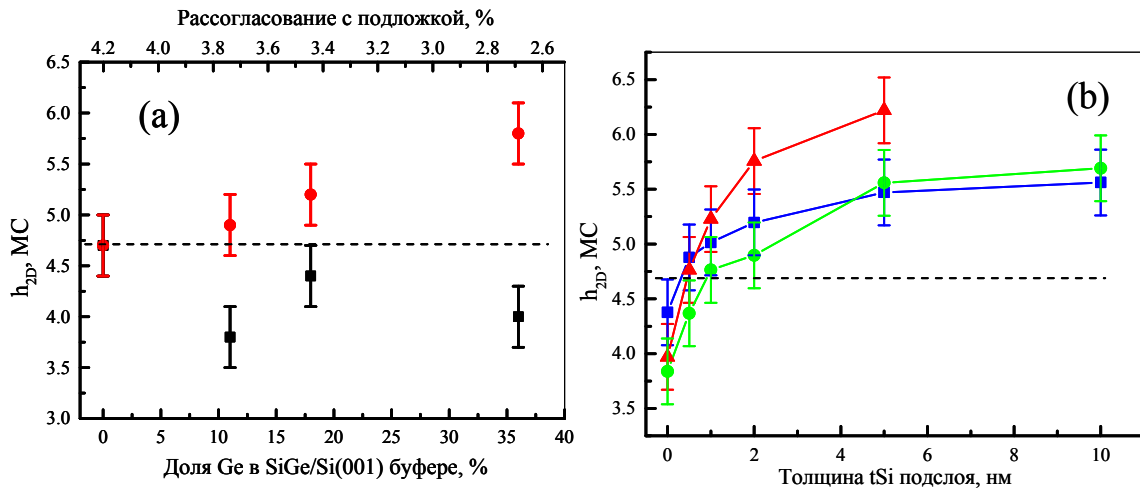


Рис. 1.21. а) – зависимость величины h_{2D} роста Ge непосредственно на SiGe/Si(001) релаксированных буферах (■) и на растянутом tSi подслое толщиной 2 нм (●) от состава SiGe/Si(001) буферов (нижняя ось) и от рассогласования кристаллических решеток пленки Ge и буфера (верхняя ось). б) – зависимость h_{2D} роста Ge на tSi подслое от его толщины для $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферов с долей Ge $y(Ge)=11\%$ (■), 18% (●) и 36% (▲). Линии проведены на глаз для наглядности. На обоих рисунках пунктирная линия показывает значение h_{2D} для роста Ge на Si(001).

Еще одним фактором, с которым связывается зависимость величины h_{2D} Ge от толщины tSi подслоя, является изменение морфологии поверхности в результате осаждения tSi подслоя. Как было показано в разделе 1.3 настоящей Главы, осаждение растянутых Si и $Si_{1-x}Ge_x$ слоев на Ge(001) подложки и релаксированные SiGe/Si(001) буферы ведет к существенному уменьшению шероховатости поверхности роста [A18], которое связывается с влиянием знака деформации на энергию моноатомных ступеней на (001) поверхности SiGe гетероструктур с поверхностной реконструкцией атомов (2x1): уменьшением энергии при приложении к такой поверхности деформации сжатия, и увеличением – для деформации растяжения [13]. В случае роста Ge на напряженных, сжатых, $cSi_{1-x}Ge_x/Si(001)$ подслоях полагается, что увеличение шероховатости поверхности этих подслоев вследствие уменьшения энергии моноатомных ступеней является одной из

причин уменьшения величины h_{2D} роста пленки Ge на них. Поэтому логично связать увеличение h_{2D} Ge при его осаждении на растянутые tSi подслои с уменьшением микрошероховатости поверхности роста в результате осаждения этих подслоев. Малая шероховатость поверхности роста будет затруднять преодоление энергетического барьера, связанного с зарождением Ge(Si) островков. Таким образом, установленное экспериментально уменьшение микрошероховатости поверхности роста в результате осаждения tSi подслоев является одной из причин увеличения критической толщины двумерного роста пленки Ge на tSi подслоях, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах.

Сравнение рассчитанной зависимости количества сегрегированного Ge и экспериментальной зависимости h_{2D} от толщины tSi подслоя для структур, выращенных на $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферах различного состава позволяет заключить, что вклад сегрегации Ge в изменение h_{2D} более существенен для буферов с небольшим содержанием Ge [A38, A44, A65, A70, A86]. С ростом доли Ge в буфере возрастает роль изменения микрошероховатости при осаждении tSi подслоя на рост пленки Ge. Это проявляется в том, что зависимость суммы h_{2D} и количества сегрегированного Ge, выраженного в монослоях, от толщины tSi подслоя лучше прослеживается с увеличением доли Ge в буфере [A10, A23, A65, A70, A86]. Данный факт, с одной стороны, обусловлен более высокой исходной шероховатостью $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферов с большой долей Ge, а, с другой стороны, большей величиной деформации растяжения в tSi подслоях, выращенных на них. Последнее обстоятельство, как обсуждалось в разделе 1.3, ведет к большему эффекту по сглаживанию поверхности роста после осаждения подслоя (см. рис. 1.146).

Как и в случае осаждения Ge на напряженные (сжатые) $cSi_{1-x}Ge_x/Si(001)$ подслои и непосредственно на релаксированные $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферы указанием на то, что изменение микрошероховатости поверхности в результате осаждения tSi подслоя влияет на образование островков, является

зависимость поверхностной плотности островков от толщины t_{Si} подслоя [A16] (рис. 1.22). В отличие от роста Ge на $cSi_{1-x}Ge_x/Si(001)$ подслоях, когда осаждение сжатого $cSi_{1-x}Ge_x$ подслоя ведет к росту поверхностной плотности островков [A13, A14], осаждение растянутого Si слоя ведет к уменьшению их поверхностной плотности [A16]. Это связывается с уменьшением центров зарождения островков в результате уменьшения шероховатости поверхности после осаждения t_{Si} подслоя. При этом наиболее сильное изменение поверхностной плотности островков наблюдается при увеличении толщины t_{Si} подслоя до 1 нм, а для толщины подслоя 2 нм и более параметры островков уже слабо зависят от его толщины. Как видно из рисунка 1.21b как раз при росте толщины t_{Si} подслоя до 2 нм наблюдается основное увеличение величины h_{2D} для Ge с ростом толщины t_{Si} подслоя. Основываясь на этом факте, полагается, что основное изменение количества сегрегированного Ge и шероховатости поверхности происходит при осаждении тонких (≤ 2 нм) t_{Si} слоев.

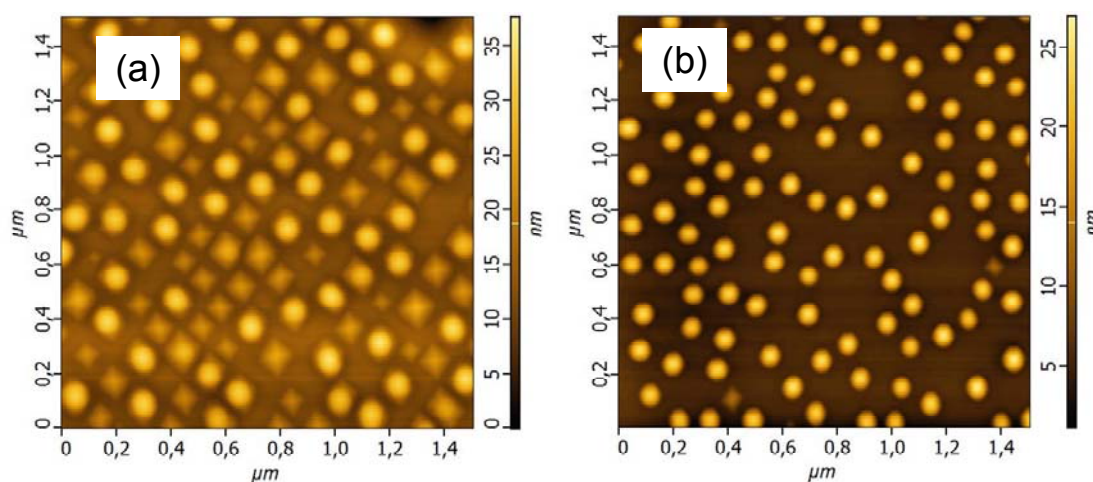


Рис. 1.22 АСМ снимки Ge(Si) островков, сформированных в результате осаждения 11 МС Ge непосредственно на релаксированный $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буфер (а) и на t_{Si} подслоем толщиной 2 нм. Размер снимков 1.5 x 1.5 мкм. Стороны снимков ориентированы вдоль направлений типа [110].

Как обсуждалось выше, при фиксированной толщине t_{Si} подслоя его влияние на увеличение критической толщины двумерного роста Ge на релаксированных $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферах тем больше, чем больше величина деформации растяжения в подслое (рис. 1.21). Для t_{Si} подслоев изменение их

величины деформации достигается за счет изменения состава $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфера. Для фиксированного состава $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфера изменение величины деформации можно достичь за счет изменения состава $t\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоя. При этом уменьшение доли Ge в подслое (уменьшение x) ведет к росту деформации растяжения. Таким образом, максимальная величина деформации растяжения достигается в $t\text{Si}$ подслоях, а минимальная, нулевая, в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоях с $x=y$.

Исследования структур, выращенных на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах с долей Ge $y=36\%$ с $t\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоями различного состава, показали, что при фиксированной толщине подслоя величина h_{2D} Ge на подслое существенно зависит от величины его деформации растяжения (рис. 1.23) [A38, A44]. Относительное увеличение h_{2D} Ge по сравнению с его ростом непосредственно на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфере растет с уменьшением доли Ge в $t\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслое, то есть с ростом величины деформации растяжения в нем. При этом значительное увеличение h_{2D} относительно критической толщины двумерного роста Ge непосредственно на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфере наблюдалось не только при осаждении Ge на $t\text{Si}$ подслои, но и на $t\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, в том числе с достаточно высоким содержанием Ge (рис. 1.23). При росте таких подслоев в рамках классической модели сегрегации не происходит существенного изменения количества сегрегированного Ge на поверхности роста. То есть основную часть изменения величины h_{2D} при осаждении Ge на $t\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслои можно связать с изменением шероховатости поверхности роста в результате формирования растянутых слоев.

Влияние растянутого подслоя на рост самоформирующихся квантовых точек было выявлено и для гетероструктур InAs/GaAs , выращенных на GaAs подложках с кристаллографической ориентацией (001) [161]. В качестве такого подслоя выступал слой растянутого GaAs , осажденного на релаксированный $\text{InGaAs}/\text{GaAs}(001)$ буфер. Было обнаружено, что критическая толщина 2D роста InAs на растянутом GaAs подслое увеличивается с ростом деформации растяжения в этом подслое [161]. Хотя в

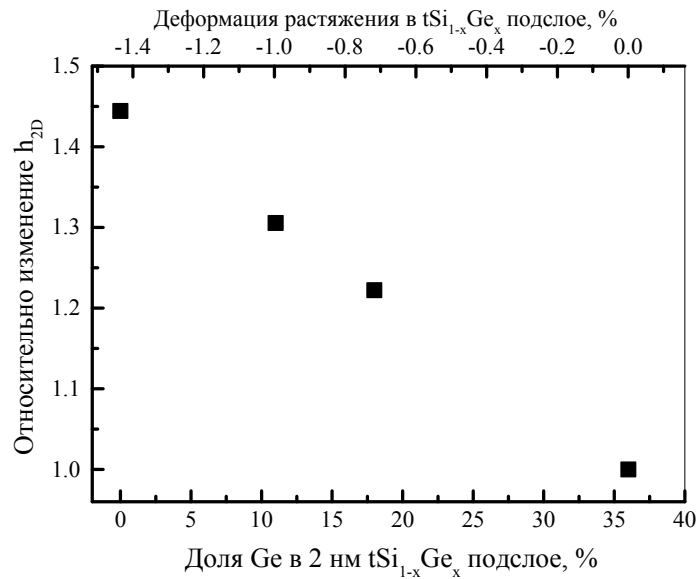


Рис. 1.23. Зависимость относительного изменения критической толщины 2D роста Ge на $tSi_{1-x}Ge_x$ подслоях в зависимости от доли Ge в подслое (нижняя ось) и величины его деформации растяжения (верхняя ось). Структуры выращены на $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферах с $y(Ge)=36\%$. Крайняя левая точка на графике соответствует осаждению Ge непосредственно на $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буфер.

работе [161] не сообщалось о наблюдаемой реконструкции поверхности при формировании структур, можно предположить, что, как и в случае роста SiGe структур на подложках с ориентацией (001), на рост InAs на InGaAs/GaAs (001) буферах значительное влияние оказывает изменение шероховатости поверхности в результате осаждения слоев, испытывающих деформацию растяжения.

Как было показано выше для случая роста Ge в структурах со сжатыми $cSi_{1-x}Ge_x/Si(001)$ подслоями, влияние подслоев на дальнейший рост структуры сохраняется и при их заращивании ненапряженными слоями (рис. 1.17b). Согласно результатам исследований структур, дизайн которых схематически показан на рисунке 1.20b, подобный эффект наблюдается и для tSi подслоев [A38, A44] (рис. 1.24). Было обнаружено, что критическая толщина 2D роста Ge постепенно уменьшается по мере роста толщины ненапряженного $Si_{1-y}Ge_y$ слоя, отделяющего слой Ge от tSi подслоя. Причиной такого поведения h_{2D} является накопление Ge на поверхности

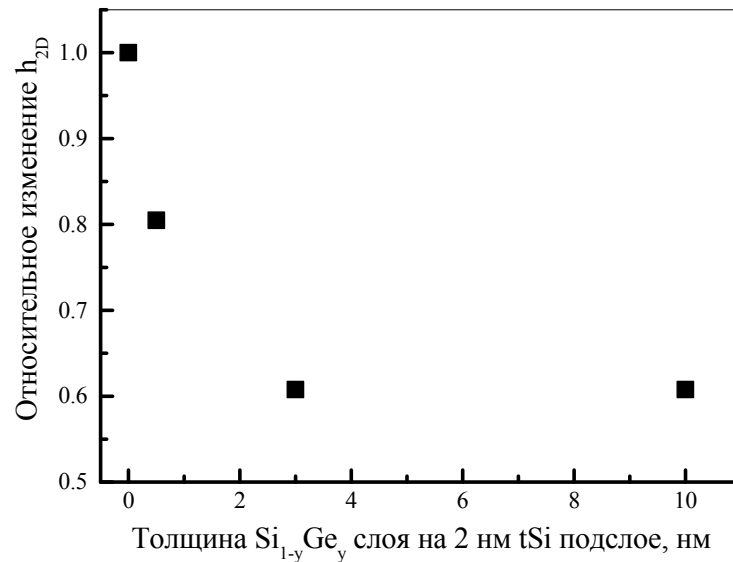


Рис. 1.24. Относительное изменение критической толщины 2D роста Ge в структурах с tSi подслоем толщиной 2 нм в зависимости от толщины ненапряженного $Si_{1-y}Ge_y$ слоя, осажденного на него. Дизайн исследованных структур показан на рисунке 1.20b. Структуры выращены на $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферах с долей Ge $y=36\%$.

$Si_{1-y}Ge_y$ слоя в результате его сегрегации и увеличение шероховатости поверхности роста. Для структур, выращенных на $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферах с долей Ge $y=36\%$, экспериментальные результаты для которых представлены на рисунке 2.16, расчеты показывают, что количество сегрегированного Ge достигает 0.9 МС уже после осаждения на tSi подслое слоя $Si_{0.64}Ge_{0.36}$ толщиной 0.5 нм [A38]. Изменение величины h_{2D} при дальнейшем увеличении толщины $Si_{0.64}Ge_{0.36}$ слоя связывается с изменением шероховатости поверхности роста.

Можно отметить, что влияние tSi подслоев для структур, выращенных на $SiGe/Si(001)$ буферах, сохраняется для меньших толщин ненапряженных слоев, отделяющих их от поверхности роста, чем для напряженных $cSiGe$ подслоев на $Si(001)$ подложках (см. рис. 1.17b и 1.24). Это связывается с более быстрым развитием шероховатости поверхности при росте $Si_{1-y}Ge_y$ слоев на $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферах из-за присутствия на их поверхности сегрегированного Ge и наличия сетки дислокаций несоответствия в буфере. Последнее обстоятельство ведет к развитию cross-hatch шероховатости

поверхности при росте структур на релаксированных буферах [150]. Данный тип шероховатости поверхности отсутствует при росте структур на Si(001) подложках.

Выводы к главе 1

Представленные в настоящей Главе экспериментальные результаты показывают, что в случае роста SiGe напряженных гетероструктур на подложках с кристаллографической ориентацией (001) существенное влияние на процессы релаксации упругих напряжений в них, кроме рассогласования постоянных кристаллической решетки пленки и подложки, которое определяет величину деформации, оказывает и знак деформации. Это влияние связывается с зависимостью от знака деформации энергии моноатомных ступеней на поверхности кристаллов со структурой алмаза (001) с поверхностной реконструкцией атомов (2×1) [13]. Уменьшение энергии моноатомных ступеней при приложении к ним деформации сжатия ведет к развитию шероховатости поверхности при росте напряженных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев на Si(001) подложках и релаксированных $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах с $y < x$. Рост шероховатости облегчает преодоление энергетических барьеров, связанных с зарождением островков, и ведет к смене механизма роста с двумерного, планарного, на трехмерный, островковый, в таких структурах. При этом критическая толщина двумерного роста сжатых SiGe структур при типичных для этой гетеропары температурах роста оказывается меньше критической толщины их псевдоморфного роста. В результате, для широкого диапазона составов сжатых SiGe слоев наблюдается формирование бездефектных, когерентных, Ge(Si) самоформирующихся островков.

При деформации растяжения энергия моноатомных ступеней на (2×1) реконструированной поверхности (001) увеличивается [13]. Результатом этого является малая шероховатость поверхности роста при формировании растянутых Si и $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев на Ge(001) подложках и релаксированных $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах с $y > x$. Малая шероховатость поверхности

растянутых SiGe слоев препятствует смене механизма их роста с двумерного, планарного, на трехмерный, островковый. В результате, критическая толщина двумерного роста растянутых SiGe слоев оказывается больше критической толщины их псевдоморфного роста. Полагается, что именно это является основной причиной того, что при росте растянутых SiGe слоев на подложках с кристаллографической ориентацией (001) формируются массивы дефектных, а не когерентных наноструктур.

Кроме шероховатости поверхности на рост SiGe структур оказывает влияние сегрегация атомов Ge. Накопление атомов Ge на поверхности роста ведет к уменьшению экспериментально измеряемой критической толщины двумерного роста SiGe слоев. Полагается, что в случае роста на релаксированных $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах более высокая шероховатость поверхности релаксированных буферов по сравнению с Si(001) подложками и сегрегация Ge являются основными причинами выявленного уменьшения критической толщины двумерного роста сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах (где $x > y$) по сравнению с ростом на Si(001). Существенное влияние выше указанных факторов на рост SiGe структур подтверждается тем, что уменьшение критической толщины двумерного роста сжатых SiGe слоев на релаксированных SiGe/Si(001) буферах наблюдается, несмотря на меньшее рассогласование кристаллических решеток пленки и подложки по сравнению со случаем роста слоев такого же состава на Si(001) подложках.

Изменение шероховатости поверхности роста и сегрегация Ge в результате осаждения напряженных SiGe слоев могут быть использованы для управления последующим ростом напряженных структур. В случае роста на Si(001) подложках предосаждение планарных, сжатых SiGe подслоев ведет к уменьшению критической толщины двумерного роста на них сжатых SiGe слоев с высокой долей Ge. Уменьшение критической толщины существенно возрастает с ростом упругой энергии, накопленной в подслое, то есть с ростом доли Ge в подслое или его толщины. Зависимость критической

толщины двумерного роста SiGe слоя от толщины подслоя имеет нелинейный характер, и основное ее изменение наблюдается с ростом толщины подслоя до 3–4 нм. Влияние сжатых SiGe подслоев на дальнейший рост структуры сохраняется при заращивании их ненапряженным Si слоем толщиной в 3–4 нм. Уменьшение критической толщины двумерного роста SiGe слоев с высокой долей Ge на SiGe/Si(001) сжатых планарных подслоях связывается с увеличением микрошероховатости поверхности роста и накоплением на поверхности атомов Ge в результате их сегрегации при осаждении подслоя. В случае формирования на Si(001) короткопериодных Si/Ge решеток, одним из следствий влияния этих факторов является существенное уменьшение критической толщины двумерного роста пленки Ge с ростом числа периодов решетки или уменьшением толщины Si слоев до значений ≤ 3 монослоев. Полученные экспериментальные результаты по влиянию сжатых SiGe/Si(001) подслоев на дальнейший рост структуры хорошо количественно описываются моделью энергетического баланса, в которой при расчете накопленной в структуре упругой энергии учитывается неоднородное распределение состава осажденных слоев вследствие сегрегации атомов Ge и экспоненциально спадающий вклад этих слоев в упругую энергию при увеличении глубины их залегания относительно поверхности роста.

Уменьшение шероховатости поверхности и количества сегрегированного Ge в результате осаждения на релаксированные $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферы растянутых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ подслоев ($x < y$) ведет к значительному росту критической толщины двумерного роста Ge на них. Как и в случае сжатых SiGe подслоев на Si(001) подложках, при использовании релаксированных SiGe/Si(001) буферов влияние растянутых SiGe подслоев на дальнейший рост структуры становится более выраженным с ростом величины их деформации и/или толщины. При этом влияние растянутых SiGe подслоев на критическую толщину двумерного роста Ge сохраняется и при их заращивании тонким ненапряженным SiGe слоем.

Кроме критической толщины двумерного роста изменение шероховатости поверхности в результате осаждения напряженных подслоев оказывает существенное влияние на поверхностную плотность островков, увеличивая ее для сжатых подслоев и уменьшая – в случае растянутых подслоев.

Экспериментально установленное различное влияние напряженных SiGe подслоев с различным знаком деформации на дальнейший рост SiGe структур на подложках с кристаллографической ориентацией (001) необходимо учитывать при формировании различных приборных структур, дизайн которых предполагает наличие в них нескольких напряженных слоев. Анализ имеющихся литературных данных показывает, что аналогичное выявленному для гетеропары SiGe влиянию напряженных подслоев на рост структур имеет место и для гетеропары InAs/GaAs.

Глава 2. Связь люминесцентных свойств Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся nanoостровков с их параметрами

Как было отмечено в Главе 1, интерес к росту структур с Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками во многом был связан с тем, что Si/Ge гетеропара является модельной системой для изучения роста напряженных полупроводниковых гетероструктур и процессов релаксации упругих напряжений в них. Многие механизмы релаксации упругих напряжений, общие для полупроводниковых гетероструктур, были впервые рассмотрены именно при исследовании SiGe гетероструктур. Среди физических свойств структур с Ge(Si) островками наибольшее внимание уделяется их излучательным свойствам, что обусловлено несколькими причинами.

Уже в ранних работах по исследованию смены механизма роста SiGe структур с двумерного, планарного, на трехмерный, островковый, спектроскопия их сигнала фотолюминесценции (ФЛ) использовалась для определения этого момента [74, 162-164]. Такая возможность обусловлена различием сигналов ФЛ от 2D SiGe слоя и от островков. Сигнал от планарного SiGe слоя проявляется в спектрах ФЛ в виде нескольких линий, связанных с излучательной рекомбинацией носителей заряда без участия фонона и с участием различных фононов [74, 162-164]. Его спектральное положение может быть хорошо описано из расчетов зонной диаграммы структуры с использованием номинального состава и толщины осажденного слоя [162], то есть с увеличением толщины осажденного слоя происходит немонотонное смещение его сигнала ФЛ в область меньших энергий [163]. При образовании островков в спектрах ФЛ возникает довольно широкая полоса люминесценции, которая заметно сдвинута в область меньших энергий по сравнению с положением сигнала ФЛ от SiGe слоя. После образования островков в спектрах ФЛ присутствуют оба сигнала ФЛ: от двумерного, смачивающего слоя между островками и самих островков [74, 162, 163]. Такое поведение сигналов ФЛ от планарного слоя и островков

позволяет проследить эволюцию толщины смачивающего слоя как до, так и после образования островков. В работе [76] за счет создания градиента толщины слоя Ge на 100 мм пластине Si(001) и измерения спектров ФЛ в различных частях пластины эволюцию толщины смачивающего слоя в момент смены механизма роста с двумерного на трехмерный удалось отследить с шагом 0.025 МС.

С практической точки зрения интерес к люминесцентным свойствам структур с Ge(Si) островками связан со спектральным положением их сигнала люминесценции, который попадает в диапазон длин волн 1.3-1.55 мкм (рис. 2.1a) Данный диапазон длин волн широко используется в оптических линиях передачи и обработки информации. Из-за ограничений на критическую толщину двумерного и псевдоморфного роста сигнал в данном диапазоне длин волн сложно получить от SiGe/Si(001) планарных структур (рис. 2.1a) [18, 165]. Это обусловлено тем, что в SiGe гетероструктурах на Si(001) подложках реализуется гетеропереход II-рода, при котором в SiGe слоях формируется глубокая яма для дырок и небольшой барьер для электронов (рис. 2.1b) [8, 38, 40, 166]. При этом в тонких напряженных SiGe слоях энергетические уровни дырок из-за квантово-размерных эффектов находятся на значительном расстоянии от края их валентной зоны, вблизи валентной зоны кремния, что увеличивает энергию оптических переходов в планарных структурах (рис. 2.1b). Одним из проявлений частичной релаксации упругих напряжений в Ge(Si) островках является то, что их высота больше, чем критическая толщина псевдоморфного роста слоя того же состава [10]. Следствием этого является уменьшение влияния эффектов размерного квантования на положение уровней дырок в Ge(Si) островках, что ведет к уменьшению энергии оптических переходов в них, по сравнению с планарными слоями (рис. 2.1c). В результате, как и в отмеченном во Введении случае с InAs/GaAs квантовыми точками, использование самоформирующихся наноостровков позволяет расширить спектральный диапазон излучения SiGe гетероструктур в область больших длин волн.

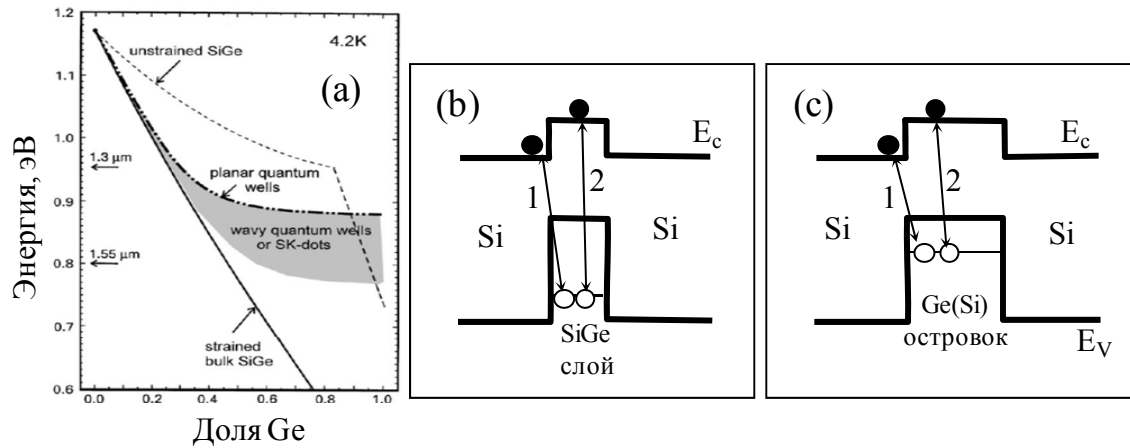


Рис. 2.1. а) Зависимость ширины запрещенной зоны напряженных (сплошная линия) и ненапряженных (пунктирная линия) SiGe/Si(001) структур от доли Ge в них. Энергия оптических переходов в планарных SiGe структурах находится выше штрихпунктирной кривой, а в структурах с Ge(Si) островками – внутри серой области. Рисунок адаптирован из работы [165]. Схематическое представление оптических переходов в планарных (b) и островковых (c) SiGe/Si(001) структурах. Стрелками показаны не прямые (1) и прямые (2) в реальном пространстве оптические переходы.

Практический интерес к излучательным свойствам Ge(Si) островков вырос, когда было продемонстрировано, что сигнал их фото и электролюминесценции в области длин волн 1.3–1.55 мкм наблюдается не только при низких температурах, но и при комнатной температуре [19, 20, 167]. При этом светоизлучающие структуры с Ge(Si) островками потенциально легче интегрировать в уже развитые системы кремниевой оптоэлектроники, так как для их формирования, в отличие от многих других гетероструктур, которые рассматриваются для решения проблемы создания на кремнии источников излучения ближнего ИК диапазона, не нужны никакие толстые буферы [22]. В результате Ge(Si) островки могут быть выращены непосредственно на подложках «кремний на изоляторе» (SOI), что значительно упрощает ввод их излучения в кремниевые волноводы, формируемые на этих подложках.

В конце 90-ых годов было установлено, что основной вклад в сигнал люминесценции от Ge(Si)/Si(001) островков дают не прямые в реальном пространстве оптические переходы между дырками, локализованными в

островках, и электронами, находящимися в кремнии на гетерогранице с островком [23, 24] (рис. 2.2). Отмеченная в Главе 1 частичная релаксация упругих напряжений в островках приводит к возникновению растягивающих напряжений в граничащих с ними областях слоев Si. В результате этих деформаций в кремнии на гетерогранице с островком формируется потенциальная яма для электронов, находящихся в двух из шести Δ долин, которые ориентированы вдоль направления роста [24] (2Δ долины на рис. 2.2). К образованию потенциальной ямы для электронов в кремнии на границе с Ge(Si) островком приводит также кулоновский потенциал дырок, локализованных в островках [23]. Пространственная локализация электронов на гетерогранице с островком ведет к росту вероятности излучательных переходов в островках без участия фононов. Этот рост обусловлен

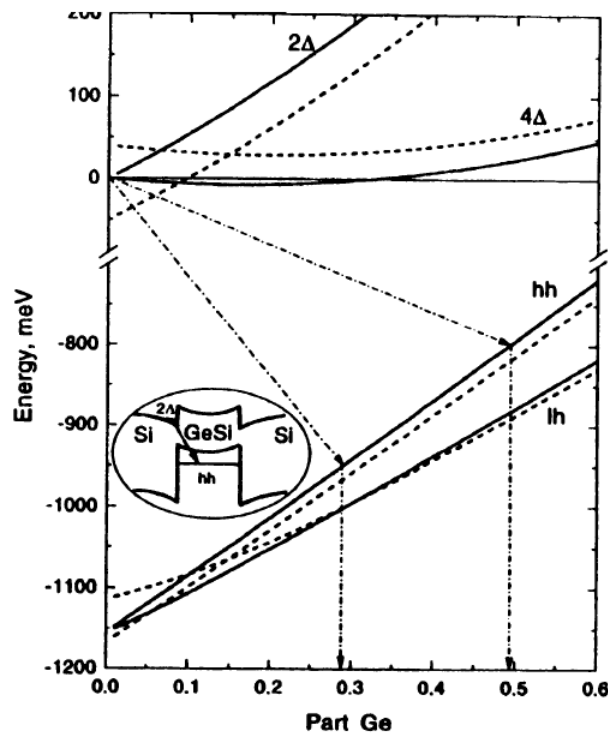


Рис. 2.2. Рассчитанная зависимость положения различных энергетических зон в SiGe сплаве, выращенном на Si(001), от доли Ge в нем. Сплошные линии – результаты расчета без учета релаксации упругих напряжений в сплаве, пунктирные – с учетом частичной релаксации. На вставке схематично показан непрямой в реальном пространстве оптический переход в Ge(Si) островках. Рисунок взят из работы [24].

увеличением неопределенности импульса электрона из-за квантоворазмерных эффектов [23] и его рассеяния на гетерогранице между островком и Si.

Именно анализ спектрального положения сигнала ФЛ островков позволил впервые предположить, что островки содержат значительную долю Si [24, 87] (рис. 2.2). Позднее данная гипотеза была подтверждена экспериментально различными методами [25, 26, 88, 168]. Было показано, что состав Ge(Si) островков, который во многом определяется температурой их роста, является одним из основных факторов, оказывающим влияние на их спектры ФЛ [89].

Для увеличения вероятности излучательных переходов при межзонной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si) островками необходимо, чтобы они находились на некотором расстоянии от поверхности. Это условие вызвано тем, что изгиб энергетических зон на поверхности структур и дефекты, связанные с ней, значительно снижают вероятность излучательной рекомбинации в полупроводниковых структурах. Следовательно, для оптических исследований необходимо осадить поверх островков слой кремния толщиной как минимум в несколько десятков нанометров. Как обсуждалось в разделе 1.1, при выращивании Ge(Si) островков происходит значительное изменение параметров островков, степень изменения которых зависит от условий роста покровного слоя кремния [9, 128-131]. Изменения параметров Ge(Si) островков при их выращивании также находят свое отражение в их спектрах ФЛ [167].

Для многих практических применений необходимы многослойные структуры с самоформирующимися наноостровками и квантовыми точками. Это в полной мере относится и к структурам с Ge(Si)/Si(001) островками. Поэтому отдельное внимание уделялось исследованию люминесценции многослойных структур с такими островками [135, 136, 169]. Расчеты зонной диаграммы многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками показывают, что деформация растяжения в Si слоях, разделяющих соседние слои с

островками, приводит к образованию в них достаточно глубокой (более 100 мэВ) потенциальной ямы для электронов [170]. В рамках модели, которая связывает сигнал ФЛ Ge(Si) островков с не прямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией дырок, локализованных в островках, и электронов, находящихся в Si на гетерогранице с островком (рис. 2.2), увеличение глубины потенциальной ямы для электронов должно приводить к уменьшению энергии такого оптического перехода. Однако в эксперименте наблюдается смещение сигнала ФЛ от Ge(Si) островков в многослойных структурах в сторону больших энергий по сравнению с однослойными структурами [135]. Выявленное расхождение объясняется тем, что основное влияние на положение сигнала ФЛ от Ge(Si) островков в многослойных структурах оказывают не параметры потенциальной ямы для электронов в Si разделительных слоях, а состав островков [135]. Было установлено [135, 171], что рост упругих напряжений в многослойных структурах и уменьшение толщины смачивающего слоя в них приводят к увеличению доли Si в островках. Результатом этого является уменьшение глубины потенциальной ямы для дырок в Ge(Si) островках в многослойных структурах и, как следствие, увеличение энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода (рис. 2.2).

Таким образом, приведенные выше результаты показывают, что к моменту начала исследований люминесцентных свойств GeSi наноструктур излучательные свойства Ge(Si) островков привлекали к себе большое внимание как с точки зрения использования их спектров ФЛ для исследования роста островков, так и с точки зрения возможных практических применений в кремниевой оптоэлектронике. Однако к этому моменту для широкого диапазона условий роста отсутствовала однозначная связь между параметрами Ge(Si) островков и их сигналом ФЛ. Так же не были определены условия формирования Ge(Si)/Si(001) островков, которые позволяли бы достичь от них максимально интенсивного сигнала люминесценции при комнатной температуре. В литературе мало внимания

было уделено влиянию различных дефектов на излучательные свойства Ge(Si)/Si(00) островков. Освещению отмеченных вопросов посвящена настоящая глава.

2.1. Связь спектрального положения и интенсивности сигнала фотолюминесценции Ge(Si)/Si(001) островков с их параметрами

При работе над диссертацией были выполнены исследования зависимости параметров Ge(Si)/Si(001) островков от условий их роста. В этом разделе обсуждаются результаты исследований одно и многослойных структур с Ge(Si) островками, полученных при осаждении на Si(001) подложки слоя Ge толщиной 6–10 МС. Если не указано специально, то скорость осаждения Si составляла ~0.1 нм/с, а скорость осаждения Ge лежала в диапазоне 0.015–0.02 нм/с. Основная часть структур была выращена на высоковакуумной МПЭ установке “BALZERS” UMS 500P. Для АСМ исследования использовались структуры без покровного слоя Si, а для люминесцентных – с покровным слоем Si толщиной 50–100 нм. Температура роста покровного слоя Si и слоев Si, разделяющих соседние слои с островками в многослойных структурах, совпадала с температурой осаждения Ge.

2.1.1. Зависимость параметров Ge(Si) островков от температуры роста

Было выявлено, что за счет изменения температуры осаждения Ge в диапазоне 460⁰С–700⁰С можно в широком диапазоне менять параметры Ge(Si) островков (рис. 2.3 и 2.4) [A2, A8, A9]. С уменьшением температуры роста в этом диапазоне происходит монотонное увеличение поверхностной плотности островков с $N_s \sim 10^9 \text{ см}^{-2}$ для T=700⁰С до $N_s > 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для T=460⁰С (рис. 2.3 и 2.4а). Рост поверхностной плотности островков связывается с подавлением поверхностной диффузии атомов при понижении температуры, что ведет к росту центров зарождения островков.

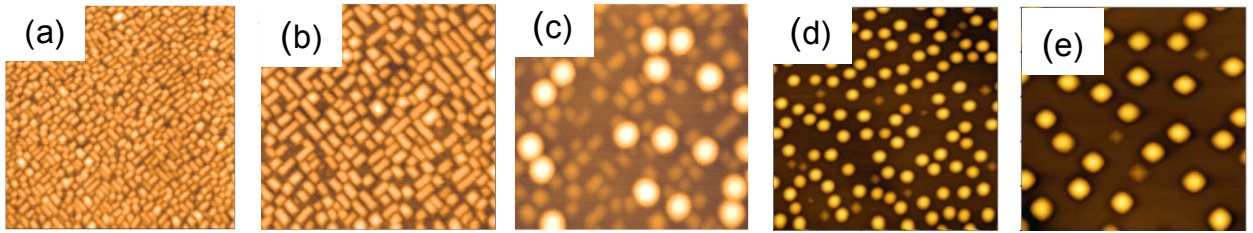


Рис. 2.3. АСМ снимки Ge(Si)/Si(001) островков, сформированных за счет осаждения Ge при 460⁰С (а), 550⁰ (b), 580⁰ (c), 600⁰ (d) и 700⁰ (e). Размер снимков (а) – (с) 0.5×0.5 мкм, а снимков (d) и (e) - 1×1 мкм. Стороны всех снимков ориентированы вдоль направлений [110]. Масштаб высот АСМ снимков подобран так, чтобы подчеркнуть форму и размеры островков

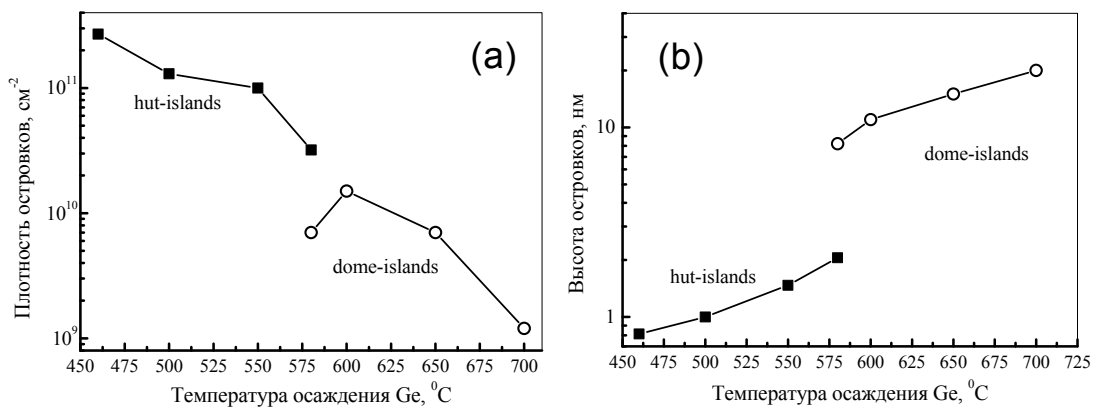


Рис. 2.4. Зависимости поверхностной плотности (а) и высоты (b) Ge(Si)/Si(001) островков от температуры осаждения Ge. Параметры островков определены из анализа АСМ снимков. На рисунках указано, какой тип островков является основным в том или ином интервале температур осаждения Ge.

АСМ исследования выращенных структур показали, что при температурах $T \geq 600^{\circ}\text{C}$ и толщине осажденного Ge заметно больше h_{2D} доминирующим типом островков на поверхности являются куполообразные наноструктуры (dome-островки), высота которых до заравнивания составляет 10 и более нанометров (рис. 2.4b). При толщине осажденного Ge 8-10 МС при этих температурах возможно получение массива dome островков с разбросом по размерам менее 10% [26]. В тоже время при низких температурах осаждения Ge $T \leq 550^{\circ}\text{C}$ основным типом островков на поверхности являются hut-кластеры, высота которых не превышает 2 нм, а латеральные размеры – 50 нм (рис. 2.3 и 2.4). При этом hut-кластеры характеризуются достаточно большим разбросом по размерам (рис. 2.3).

Смена типа островков, доминирующих на поверхности, происходит в диапазоне температур роста 550°C – 600°C [78] [A2, A7, A8]. В этом диапазоне на поверхности присутствуют три основных типа Ge(Si) островков: hut, pyramid и dome (рис. 2.3). Смена доминирующего типа островков с dome наноструктур на hut-кластеры приводит к тому, что на зависимости высоты незарощенных Ge(Si) островков от температуры осаждения Ge наблюдается скачок, при котором при уменьшении T осаждения Ge всего на 50°C средняя высота островков уменьшается \sim в 5 раз, с 10 до 2 нм (рис. 2.4а).

В главе 1 обсуждалось, что кроме размеров, существенное влияние на свойства островков оказывает их состав, который, как и размеры островков, зависит от температуры роста. Для определения состава островков в исследованных структурах использовались методы рентгенодифракционного анализа (РД) и комбинационного рассеяния света (КРС) [A2, A3, A5, A7]. При анализе данных РД и КРС не учитывалась неоднородность распределения состава и упругих напряжений в островках, то есть используемые методики позволяли оценить только средний состав островков и степень релаксации упругих напряжений в них. Также необходимо отметить, что чувствительность используемого оборудования позволяла исследовать состав островков только в структурах, выращенных при $T \geq 600^{\circ}\text{C}$, когда на поверхности структур доминируют куполообразные островки.

Результаты исследований зависимости состава островков в однослойных структурах с Ge(Si) островками без покровного слоя Si представлены на рисунке 2.5. Из этого рисунка видно, что доля Ge в незарощенных Ge(Si) куполообразных островках увеличивается с $\sim 55\%$ для островков, сформированных за счет осаждения Ge при $T=700^{\circ}\text{C}$, до $\sim 75\%$, для островков, выращенных при 600°C [A2, A3, A5, A7], минимальной температуре, при которой основным типом островков на поверхности являются dome островки. Высокая доля Si в островках связывается с ускоренной неоднородными упругими напряжениями объемной и

поверхностной диффузией Si в островки [8, 26, 86-89]. Как обсуждалось в Главе 1, образование SiGe сплава в островках является одним из механизмов уменьшения упругой энергии системы (см. рис. 1.1).

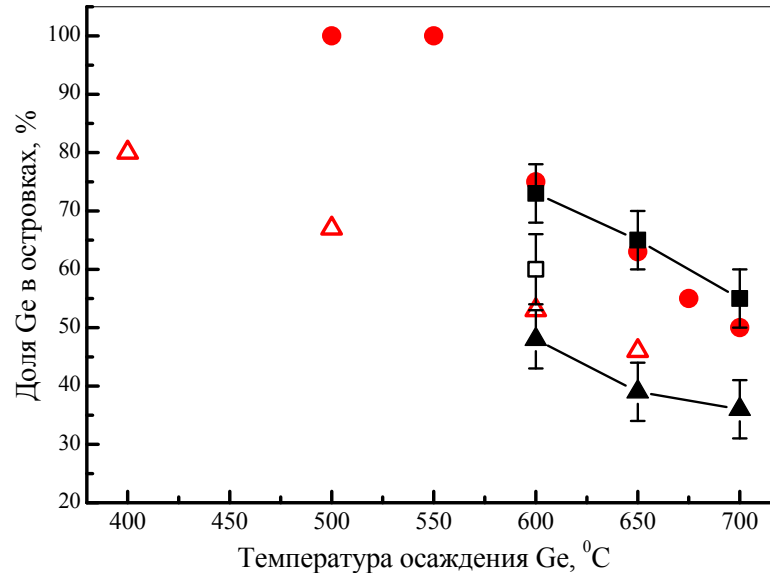


Рис. 2.5. Зависимость среднего содержания Ge в Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островках от температуры осаждения Ge для однослойных структур с незарощенными (■ и ● символы) и зарощенными (□) островками, а также для многослойных структур (▲ и △ символы). Данные из работ [A2, A3, A7] представлены ■, □ и ▲ символами, из работы [172] - ● символами, а из работы [173] - △ символами.

Полученные с помощью РД анализа и КРС данные по среднему составу куполообразных островков хорошо совпали с результатами работы [172], где для этой цели использовался метод рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии (рис. 2.5). Данный метод позволил определить состав не только dome островков, но и hut-кластеров, доминирующих на поверхности структур, выращенных при $T \leq 550^\circ\text{C}$ (рис. 2.5). Было показано, что доля Ge в незарощенных hut кластерах близка к 100%. Малая доля Si в hut кластерах объясняется не только общей тенденцией уменьшения содержания Si в островках с понижением температуры осаждения Ge, но и тем, что у основания hut-кластеров отсутствуют канавки. Именно с поверхностной диффузией атомов Si из этих канавок, глубина которых в случае dome островков больше толщины смачивающего слоя, связывается высокое

содержание Si в куполообразных островках [26, 88, 89]. Выполненные исследования показали, что при используемых условиях роста максимальная доля Ge в незарощенных куполообразных островках не превышает 80% (рис. 2.5).

Методы РД анализа и КРС позволяют определить не только средний состав островков, но и степень релаксации упругих напряжений в них. Согласно данным этих методов степень релаксации упругих напряжений в незарощенных куполообразных островках составляет порядка ~50% [A2, A3 A7]. Это значение хорошо согласуется с данными, полученными другими методами [71].

Как обсуждалось выше, для люминесцентных исследований необходимо наращивание Ge(Si) островков слоем Si толщиной не менее нескольких десятков нанометров. В Главе 1 обсуждалось, что наращивание островков кремнием ведет к росту доли Si в них [129, 131]. При выполнении диссертации этот факт был экспериментально подтвержден для однослойных структур, выращенных при 600⁰С. Наращивание куполообразных островков кремнием при этой температуре ведет к уменьшению средней доли Ge в них с ~75% до ~60% (рис. 2.5). Можно предположить, что подобный рост доли Si в островках наблюдается и для структур, выращенных при других температурах. Кроме роста доли Si в островках при их наращивании уменьшается степень релаксации упругих напряжений в них с ~50% до ~20%. Это обусловлено изменением формы островков при наращивании [9, 128-130] и отсутствием для зарощенных островков возможности релаксации упругих напряжений на свободной поверхности структуры.

2.1.2. Люминесцентные свойства однослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками

Исследования спектров ФЛ однослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками при 4К с помощью Ge детектора, который широко используется

при изучении излучательных свойств SiGe гетероструктур, показали наличие широкой полосы ФЛ от островков в области 0.7-0.85 эВ для всех структур, выращенных в интервале температур роста $T=460^{\circ}\text{C}-700^{\circ}\text{C}$ (рис. 2.6а). При используемых условия оптической накачки (непрерывная накачка с $\lambda=514.5$ нм) сигнал ФЛ от островков связывается с непрямой в реальном пространстве рекомбинацией дырок, локализованных в них, и электронов, находящихся в локально растянутых областях Si на гетерогранице с островком (рис. 2.2). Кроме сигнала от островков в спектрах ФЛ структур, выращенных при высоких температурах, присутствуют две линии ФЛ в области 0.95-1.05 эВ, которые связаны с излучательной рекомбинацией носителей заряда в смачивающем слое между островками с участием и без участия фононов (узкие пики в высокоэнергетической части спектра связаны с межзонной рекомбинацией в Si с участием нескольких фононов) (рис. 2.6а).

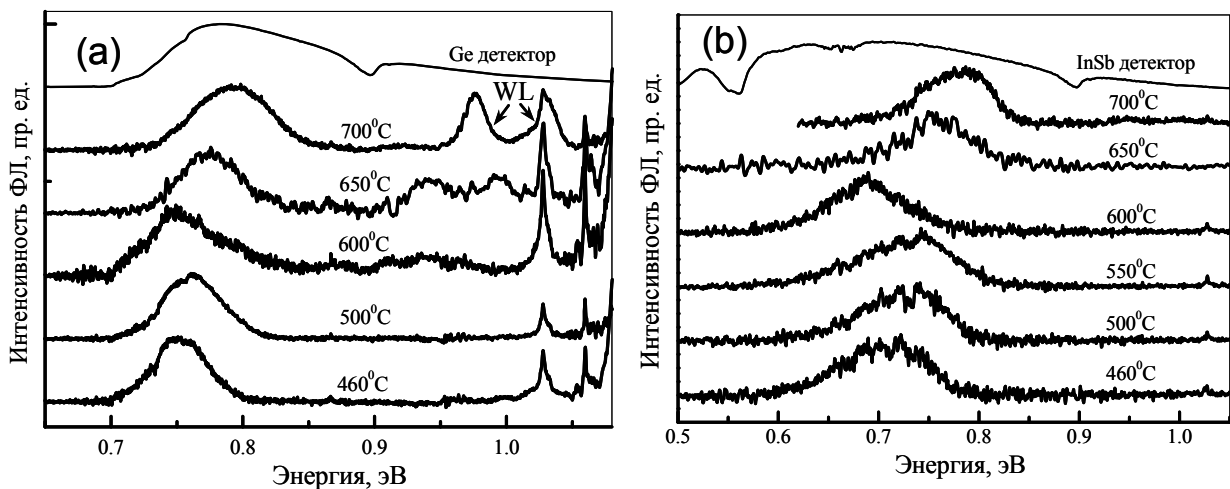


Рис. 2.6. Спектры ФЛ однослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками, выращенными при различных температурах, измеренные при 4К с помощью Ge (а) и InSb (б) детекторов. Для наглядности спектры разнесены по вертикали. Температура роста структур указана рядом с соответствующим спектром. Верхними графиками на каждом рисунке представлены спектральные характеристики соответствующих детекторов, на которые нормированы измеренные спектры. На рисунке (а) стрелками и надписью WL помечены линии от смачивающего слоя. Узкие линии в высокоэнергетической части спектров, измеренных с помощью Ge детектора, связаны с межзонной рекомбинацией в Si с участием нескольких фононов.

Интенсивность линий ФЛ от смачивающего слоя быстро падает с понижением температуры роста, что вызвано происходящим при этом увеличении доли поверхности, занятой островками (рис. 2.3).

Сравнение спектров ФЛ структур с Ge(Si)/Si(001) островками, измеренных с помощью Ge детектора, со спектральной характеристикой этого детектора показывает, что на интенсивность и форму сигнала ФЛ от островков, выращенных при $T \leq 600^\circ\text{C}$, существенное влияние может оказывать длинноволновый край чувствительности этого детектора (рис. 2.6а). Это подтверждается при сравнении спектров ФЛ измеренных Ge детектором и InSb детектором, который имеет более длинноволновый край чувствительности (рис. 2.6). Из спектров ФЛ, измеренных с помощью InSb детектора видно, что, хотя островки состоят из SiGe сплава с заметной долей Si, сигнал ФЛ от них наблюдается до энергий ~ 0.6 эВ, что заметно меньше ширины запрещенной зоны объемного Ge [A2, A4, A6, A7]. Это обусловлено уменьшением ширины запрещенной зоны SiGe сплава при приложении к нему деформации сжатия (рис. 2.1а) и связью сигнала ФЛ островков с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом (рис. 2.2). Таким образом, выполненные исследования спектров ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков, выращенных при различных температурах, продемонстрировали, что при использовании для исследования излучательных свойств данного типа гетероструктур фотодетекторов на основе объемного Ge необходимо учитывать ограничения их длинноволнового края спектральной чувствительности.

Из анализа положения максимума сигнала ФЛ от Ge(Si) островков, выращенных при различных температурах, видна его немонотонная зависимость от температуры роста (рис. 2.7а). В области температур роста, при которых на поверхности доминируют dome островки, при понижении температуры роста с 700°C до 600°C наблюдается монотонный сдвиг пика ФЛ от этих островков в область меньших энергий (рис. 2.6 и 2.7а). Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии высота заросших

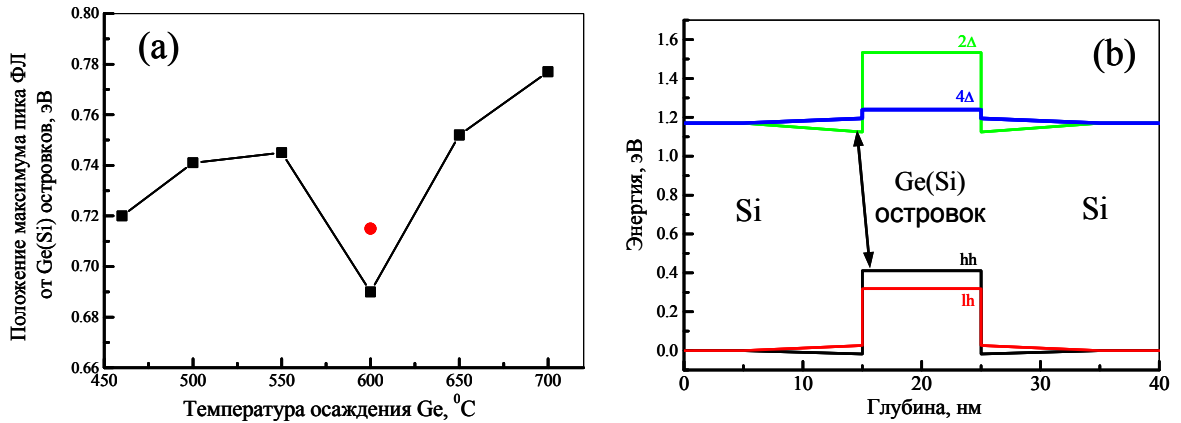


Рис. 2.7 (а) – положение максимума сигнала ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков в зависимости от температуры их формирования. Символом ● показана энергия непрямого оптического перехода для островков, выращенных при 600⁰С, определенная из рассчитанной зонной диаграммы, представленной на рисунке (b). (b) – зонная диаграмма Ge(Si) островка и его окрестностей, рассчитанная с учетом экспериментально определенных значений среднего состава и степени релаксации упругих напряжений островков, выращенных при 600⁰С. Расчеты выполнены для T=4К. Стрелкой показан не прямой в реальном пространстве оптический переход.

островков, полученных при температурах роста $T \geq 600^{\circ}\text{C}$, больше 5 нм, а их размер в плоскости роста составляет 50–150 нм. При таких размерах островков квантоворазмерные эффекты оказывают слабое влияние на положение энергетических уровней дырок в островках. Поэтому сдвиг пика ФЛ в область меньших энергий связывается с выявленными методами РД и КРС ростом доли Ge в куполообразных островках при понижении T роста (рис. 2.5) [A2, A4, A6, A7]. Рост доли Ge в островках ведет к увеличению глубины как потенциальной ямы для дырок в самих островках, так и ямы для электронов в растянутых областях Si на границе с островком. Последнее вызвано тем, что при фиксированной доле релаксации упругих напряжений в островке на уровне ~20% абсолютная величина деформации растяжения Si областей будет больше для островков с большей долей Ge.

Используя полученные с помощью РД и КРС параметры зарощенных Ge(Si) островков в однослойной структуре, выращенной при 600⁰С (рис. 2.5), а именно, среднюю долю Ge в островках 60% и степень релаксации упругих напряжений в них в 20%, была рассчитана зонная диаграмма островка и его

окрестностей. Для расчетов использовалась компьютерная программа расчета положения различных энергетических зон в GeSi гетероструктурах, написанная г.н.с ИФМ РАН, д.ф.-м.н., В.Я.Алешкиным. В расчетах островки аппроксимировались SiGe слоем, состав и упругие напряжения которого соответствовали экспериментально определенным параметрам Ge(Si) островков. Данная аппроксимация оправдана тем, что по данным АСМ и ПЭМ размер Ge(Si) островков в направлении роста более чем на порядок меньше латеральных размеров островков. При расчетах учитывалась деформация Si слоев вблизи островков. Влияние квантоворазмерных эффектов на положение энергетических уровней носителей заряда не учитывалось из-за того, что, как было отмечено выше, минимальный размер анализируемых островков больше 5 нм. При таких размерах влияние квантоворазмерных эффектов меньше, чем ошибка в определении параметров островков. Ошибка в определении энергий оптических переходов в островках, связанная с экспериментальными ошибками в определении их параметров (среднего состава и степени релаксации упругих напряжений в них), оценивается в ± 30 мэВ.

Результаты расчетов зонной диаграммы, выполненные в рамках используемых приближений, представлены на рисунке 2.7b. Из расчетов видно, что нижней валентной зоной в островках является зона тяжелых дырок, что связано с деформацией сжатия в островках. При этом в островках формируется потенциальный барьер как для электронов, находящихся в 2Δ долинах, ориентированных вдоль направления роста структуры, так и 4Δ долин, лежащих в плоскости роста. Растяжение Si областей на границе с островками ведет к образованию в них потенциальной ямы для электронов, находящихся в 2Δ долинах (рис. 2.7b). Энергия непрямого оптической перехода, которая была определена как энергетическая разница между положением 2Δ долины в Si на гетерогранице с островком и положением зоны тяжелых дырок в островках (рис. 2.7b), оказалась близка к положению максимума сигнала ФЛ от Ge(Si) островков, выращенных при 600°C (рис.

2.7a). Можно отметить, что согласно рассчитанной зонной диаграмме, энергия прямого в реальном пространстве оптического перехода между электронами, находящимися в 4Δ долинах в Ge(Si) островке, и дырками в подзоне тяжелых дырок в островке оказывается значительно больше, чем экспериментально измеренное положение сигнала ФЛ от островков при используемых условиях возбуждения. Приведенные результаты показывают, что с учетом экспериментально определенных параметров Ge(Si) куполообразных островков (размеров, состава и упругих напряжений) положение их сигнала ФЛ может быть хорошо количественно описано в предположении, что этот сигнал связан с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом между электронами, находящимися в 2Δ долинах в растянутых областях Si на гетерограницы с островком, и дырками, локализованными в островках.

Из рисунка 2.7a видно, что с понижением T роста с 600°C до 550°C пик ФЛ от Ge(Si) островков смещается в область больших энергий на ~ 50 мэВ. Данный сдвиг нельзя объяснить изменением состава островков, так как при понижении T роста доля Ge в островках монотонно увеличивается (рис. 2.5). В тоже время при понижении T роста с 600°C до 550°C наблюдается резкое уменьшение высоты островков (рис. 2.4b), вызванное сменой основного типа островков на поверхности с dome наноостровков на hut-кластеры (рис. 2.3). Уменьшение высоты островков с ~ 10 нм для dome островков, полученных при 600°C , до ~ 2 нм для hut-кластеров, выращенных при 550°C , приведет к тому, что квантоворазмерные эффекты будут оказывать значительно большее влияние на положение энергетических уровней дырок в островках. В результате этого уровни размерного квантования дырок в hut-кластерах находятся на большем расстоянии от потолка валентной зоны, чем в dome островках. В рамках модели непрямого в реальном пространстве оптического перехода это должно привести к росту энергии данного перехода в hut-кластерах по сравнению с dome островками, несмотря на большее содержание Ge в hut-кластерах [A7, A8, A9].

При уменьшении T роста ниже 550°C наблюдается небольшое смещение пика ФЛ от Ge(Si) hut-кластеров в область меньших энергий (рис. 2.7a). Это смещение наблюдается на фоне уменьшения высоты незарощенных hut-кластеров с понижением T роста (рис. 2.4b). Полагается, что основное влияние на положение сигнала ФЛ от hut-кластеров в диапазоне температур роста $460^{\circ}\text{--}550^{\circ}\text{C}$ оказывает рост доли Ge в зарощенных островках при понижении температуры роста структуры, включая рост покровного слоя. Ранее было показано, что понижение T роста покровного слоя позволяет в значительной мере подавить диффузионные процессы при зарощивании островков и, таким образом, сохранить для зарощенных островков состав и форму, близкую к параметрам островков без покровного слоя Si [167]. Небольшое уменьшение параметров hut-кластеров при их зарощивании (сохранение высоты и доли Ge) приведет к уменьшению энергии не прямых оптических переходов в них.

Проведенные исследования продемонстрировали, что в широком диапазоне температур роста Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков положение их сигнала ФЛ может быть объяснено в рамках модели непрямого оптического перехода с учетом их состава и размеров. При этом основное влияние на положение сигнала ФЛ от dome островков, выращенных при $T \geq 600^{\circ}\text{C}$, оказывает их состав, а на положение сигнала ФЛ от hut-кластеров, полученных при низких T роста, влияет как их размер, так и состав.

2.1.3. Особенности люминесценции многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками

В начале этой главы указывалось, что одним из широко распространенных способов увеличения интенсивности сигнала люминесценции от самоформирующихся наноструктур является рост многослойных структур. При работе над диссертацией были выращены многослойные структуры с Ge(Si)/Si(001) куполообразными островками. На рисунке 2.8 представлено сравнение спектров ФЛ от структур с одним и 5

слоями островков, выращенных при 600°C и 700°C . Толщина слоев кремния, разделяющих соседние слои с островками составляла 30 нм и 60 нм для температуры роста 600°C и 700°C , соответственно [A4]. Так как сигнал ФЛ от островков, выращенных при 600°C , уже полностью не попадает в область спектральной чувствительности Ge детектора, спектры ФЛ структур с островками, сформированными при этой температуре, были измерены с помощью InSb детектора (рис. 2.8b).

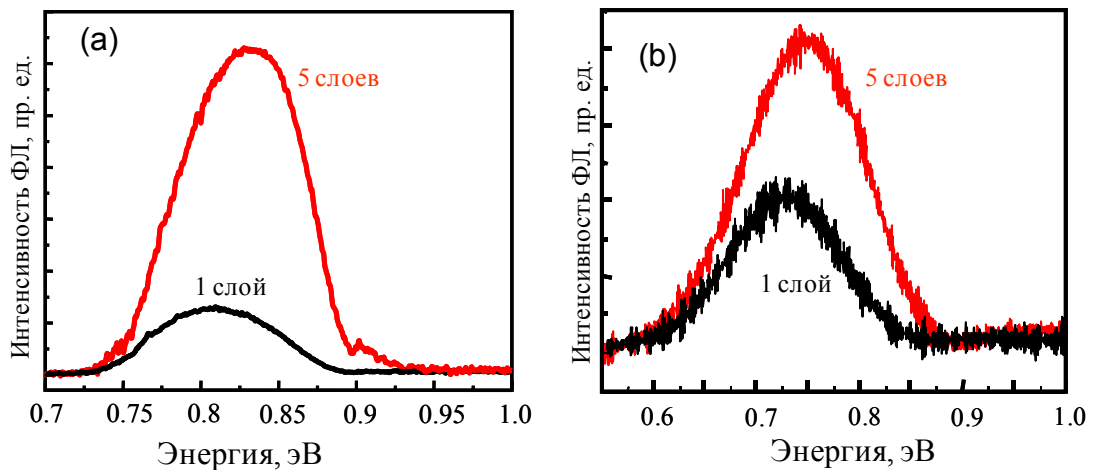


Рис 2.8. Спектры ФЛ структур с 1 и 5 слоями Ge(Si)/Si(001) островков, выращенными при 700°C (a) и 600°C (b). Спектры измерены при 77К с помощью Ge (a) и InSb (b) детекторов и нормированы на спектральную чувствительность соответствующего детектора.

Из сравнения спектров одно и многослойных структур видно существенное увеличение интенсивности сигнала ФЛ от многослойной структуры по сравнению с однослойной. Данный рост связан с увеличением числа островков, попадающих в область оптического возбуждения. Рост интенсивности сигнала ФЛ от островков в многослойных структурах также связывается с деформацией растяжения в слоях кремния, разделяющих соседние слои с островками. В результате этой деформации образуется глубокая потенциальная яма для электронов на границе с островками [135, 169, 170]. Пространственная локализация электронов на границе с островком должна способствовать росту вероятности их рекомбинации с дырками, локализованными в островках.

Кроме роста интенсивности для многослойных структур наблюдается заметное смещение положения сигнала ФЛ от островков в сторону больших энергий по сравнению с сигналом от однослойных структур (рис. 2.8). Данное смещение входит в противоречие с отмеченным выше увеличением глубины потенциальной ямы для электронов в Si на гетерогранице с островками в многослойных структурах. Рост глубины потенциальной ямы для электронов должен приводить к уменьшению энергии непрямого перехода и, следовательно, смещению сигнала от островков в многослойных структурах в сторону меньших энергий. Сравнительные исследования состава Ge(Si) островков в одно- и многослойных структурах, выполненные методами РД анализа, показали, что обнаруженный сдвиг сигнала ФЛ связан с ростом доли Si в Ge(Si) островках в многослойных структурах по сравнению с однослойными (рис. 2.5) [A2]. Так средняя доля Ge в Ge(Si) островках в структуре с 5 слоями островков, выращенных при 600⁰С, падает до ~50% по сравнению с ~ 60% для структуры с одним слоем зарощенных островков (рис. 2.5). Рост доли Si в островках в многослойных структурах вызван увеличением упругих напряжений в них, ускоряющих диффузионные процессы, и уменьшением толщины смачивающих слоев, через которые идет диффузия Si в островки [135]. При этом рост глубины потенциальной ямы в растянутых Si слоях, разделяющих слои с островками, частично компенсирует увеличение энергии непрямого оптического перехода, вызванного ростом доли Si в островках. Необходимо отметить, что увеличение доли Si в островках в многослойных структурах наблюдается в широком диапазоне температур роста, как для структур, выращенных при высоких температурах, в которых основным типом островков являются куполообразные наноостровки, так и для структур, полученных при низких температурах, когда на поверхности доминируют hut-кластеры [173] (рис. 2.5).

Как обсуждалось выше, излучательные свойства структур с Ge(Si) островками привлекли к себе внимание с практической точки зрения, так как

их сигнал люминесценции в области энергий, заметно меньших ширины запрещенной зоны Si, сохраняется вплоть до комнатной температуры. Исследования спектров ФЛ структур с Ge(Si)/Si(001) островками, выращенными при различных температурах, показали, что наиболее интенсивный сигнал ФЛ при комнатной температуре имеют многослойные структуры с островками, выращенными при $T=600^{\circ}\text{C}$ (рис. 2.9) [A2, A4, A6]. Данный факт связывается с тем, что в структурах с Ge(Si) островками, выращенными при этой температуре, реализуются наиболее глубокие

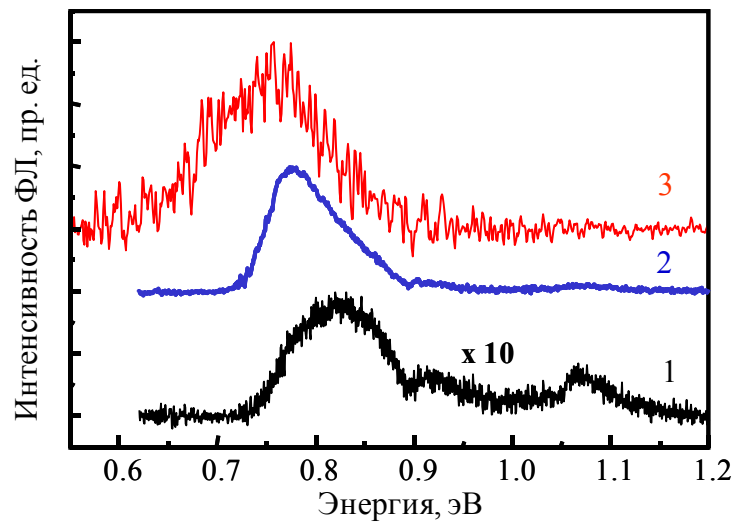


Рис. 2.9. Спектры ФЛ измеренные при комнатной температуре от многослойных структур с Ge(Si) островками, выращенными при 700°C (спектр 1) и 600°C (спектры 2 и 3). Спектры измерены с помощью Ge (спектры 1 и 2) и InSb (спектр 3) детекторов.

потенциальные ямы для носителей заряда в островках и их окрестностях. Это обусловлено тем, что, как было показано выше (рис. 2.3), $T=600^{\circ}\text{C}$ – это минимальная температура, при которой основным типом островков на поверхности являются куполообразные островки. Dome островки, выращенные при этой температуре, имеют максимальную для островков этого типа поверхностную плотность и долю Ge (рис. 2.5). Из-за последнего обстоятельства в этих островках реализуется максимальный разрыв валентных зон на гетерогранице островок-Si. В тоже время, dome островки имеют значительно больший размер в направлении роста, чем hut-кластеры, образующиеся при $T \leq 550^{\circ}\text{C}$. Поэтому эффекты размерного квантования в

domes островках не приводят к заметному выталкиванию энергетических уровней дырок в них к потолку валентной зоны в Si. В результате этого в dome островках, выращенных при 600°C , реализуется наиболее глубокая потенциальная яма для дырок, по сравнению с островками, выращенными при других температурах.

Большое содержание Ge в dome островках, полученных при 600°C , и их большие по сравнению с hut-кластерами размеры способствуют также росту растягивающих упругих напряжений в Si слоях, граничащих с островками. Это ведет к росту глубины потенциальной ямы для электронов в этих областях. Увеличению глубины потенциальной ямы для электронов способствует также формирование многослойных структур с островками, слои которых разделены достаточно тонкими слоями Si. Невысокая интенсивность сигнала ФЛ от структур с hut-кластерами, полученными при низких T роста, также может быть связана с ухудшением кристаллического качества эпитаксиальных структур при понижении T роста. Таким образом, отклонение температуры формирования Ge(Si) островков от $T=600^{\circ}\text{C}$ в сторону меньших или больших температур ведет к уменьшению интенсивности их сигнала ФЛ при комнатной температуре.

На то, что в структурах с Ge(Si) островками, выращенными при 600°C , реализуются наиболее глубокие потенциальные ямы для носителей заряда, указывает положение сигнала ФЛ от них при комнатной температуре. Этот сигнал сдвинут в область меньших энергий, по сравнению с сигналом от островков, выращенных при других температурах (рис. 2.9). Как и при низких температурах измерения (рис. 2.6 и 2.8) сигнал ФЛ при комнатной температуре от Ge(Si) островков, полученных при 600°C , полностью не попадает в полосу чувствительности Ge детектора, и для его регистрации необходимо использовать более длинноволновые детекторы, например, детектор на основе InSb (рис. 2.9). Однако чувствительность этого детектора значительно ниже чувствительности Ge детектора, чем и объясняется более высокий шум на спектрах, зарегистрированных с помощью InSb детектора

(рис. 2.9). Необходимо отметить, что интенсивность сигнала ФЛ при комнатной температуре от островков, выращенных при 600°C , значительно превосходит интенсивность сигнала от Si (рис. 2.9).

Пространственная локализация носителей заряда в островках и его окрестностях препятствует их безызлучательной рекомбинации на дефектах структуры. В результате этого большая часть носителей заряда рекомбинируют излучательно в островках. Ранее было продемонстрировано, что при подавлении в кремнии всех каналов безызлучательной рекомбинации можно создать на его основе светоизлучающие диоды с высокой эффективностью при малых токах накачки [174]. Для объемного кремния, когда отсутствуют какие-либо ограничения на диффузию носителей заряда, это возможно только за счет подавления каналов безызлучательной рекомбинации во всей структуре [174]. Однако такой подход не применим для приборов в интегральном исполнении, когда на одной пластине присутствуют области с разным кристаллическим качеством и уровнем легирования. Использование Ge(Si) самоформирующихся островков позволяет локализовать носители заряда в областях с низкой концентрацией центров безызлучательной рекомбинации, которыми, при правильно подобранных условиях роста, могут стать островки и области Si, граничащие с ними. При таком подходе люминесцентные свойства островков будут мало чувствительны к концентрации дефектов в окружающей матрице.

Малая чувствительность излучательных свойств Ge(Si) островков к дефектам кристаллической решетки по сравнению с объемным кремнием и SiGe квантовыми ямами была продемонстрирована при исследовании влияния различного радиационного воздействия на фотолюминесценцию SiGe структур с различной степенью пространственной локализации носителей заряда [A31]. Проведенные исследования показали более высокую стойкость к радиационному воздействию излучательных свойств низкоразмерных GeSi-гетероструктур по сравнению с объемным Si. Рост радиационной стойкости связывается с пространственной локализацией

носителей заряда в GeSi-наноструктурах, которая препятствует их диффузии к радиационным дефектам с последующей безызлучательной рекомбинации на них. Среди SiGe гетероструктур наибольшую радиационную стойкость показали многослойные структуры с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами, в которых реализована наиболее эффективная пространственная локализация носителей заряда: трехмерная для дырок в островках и двумерная для электронов в Si-слоях, разделяющих соседние слои с островками [A31].

Отмеченная выше простота формирования Ge(Si) островков [22], в том числе на подложках SOI, и малая чувствительность их излучательных свойств к дефектам структуры, включая развитую поверхность, позволили использовать различные микрорезонаторы для увеличения интенсивности сигнала люминесценции от Ge(Si) островков [175-178]. За счет взаимодействия излучения островков с различными модами резонаторов была продемонстрирована возможность роста интенсивности сигнала ФЛ от Ge(Si) островков на несколько порядков величины и даже достижение стимулированного излучения от них при низких температурах [178]. Широкий сигнал люминесценции Ge(Si) островков и малая чувствительность их излучательных свойств к развитой поверхности двумерных фотонных кристаллов сделало их излучение удобным для изучения свойств самих фотонных кристаллов [179, 180].

Для встраивания Ge(Si) островков в различные диэлектрические резонаторы необходимо их формирование на подложках SOI с достаточно толстым слоем скрытого окисла SiO₂ для ограничения распространения излучения в вертикальном направлении. Как было показано выше, интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si) островков при комнатной температуре существенно зависит от температуры их формирования. Поэтому контроль температуры роста *in situ* в течение всего процесса роста структур важен для получения структур с островками, имеющими интенсивный сигнал ФЛ при комнатной температуре.

При работе над диссертацией было выявлено, что из-за интерференционных эффектов широко применяемый в МПЭ метод контроля температуры подложки с помощью ИК пирометрии, не может быть использован для контроля температуры SOI подложек [A53]. Из-за этих эффектов показания пирометра зависят не только от температуры SOI подложки, но и от толщины слоя над скрытым окислом. В результате при фиксированной температуре роста по мере роста структуры на SOI подложке наблюдаются колебания показаний ИК пирометра, амплитуда которых может достигать 50°C [A53]. Сравнения показаний измерения температуры SOI подложки, полученные с помощью термопары, калиброванной для Si подложек, и метода низкокогерентной тандемной интерферометрии (НКТИ) [181], показали, что при одинаковых показаниях термопары реальная температура SOI подложки может быть значительно выше, чем Si(001) подложки (рис. 2.10) [A53]. Можно отметить, что метод НКТИ был успешно использован для калибровки показаний термопары в установке МПЭ Riber Siva-21 в широком диапазоне температур, включая низкие температуры [A49] (более подробно – см. Главу 4). Согласно этой калибровке разница в

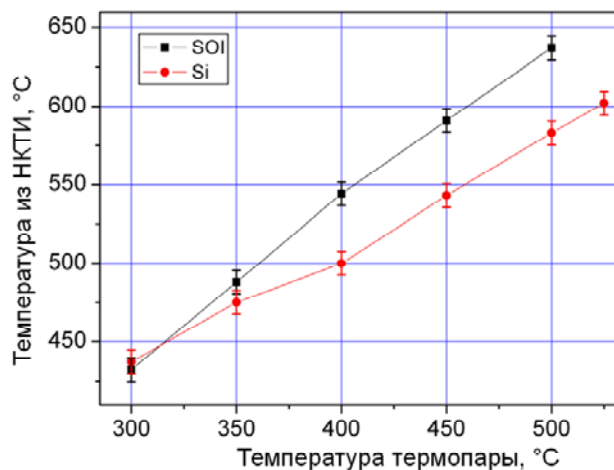


Рис. 2.10. Зависимость реальной температуры SOI и Si(001) подложек, измеренных с помощью НКТИ, от показаний термопары.

реальных температурах SOI и Si(001) подложках при одинаковых показаниях термопары в области $T=600^{\circ}\text{C}$ может достигать $40\text{-}50^{\circ}\text{C}$ (рис. 2.10).

Более высокая температура SOI подложек по сравнению с Si(001) подложкой была подтверждена анализом параметров Ge(Si) островков, выращенных на этих подложках при одинаковых показаниях термопары. Согласно анализу АСМ снимков, dome островки, полученные на SOI подложке, имели заметно большую высоту, чем dome островки, выращенные на Si(001) при тех же показаниях термопары [A53]. Согласно установленной зависимости параметров Ge(Si) островков от температуры роста (рис. 2.4), это указывает на то, что реальная температура SOI подложки была выше, чем Si(001). Более высокая температура SOI подложки при ее радиационном нагреве в камере роста установки МПЭ вызвана дополнительным поглощением ИК излучения в спектральной области 7-10 мкм скрытым окислом SiO₂ [182]. На SOI подложках удалось получить Ge(Si) dome островки с параметрами, соответствующими реальной температуре роста 600⁰С, только после коррекции калибровок термопары с учетом данных НКТИ [A53].

Учет различий в радиационном нагреве SOI и Si(001) подложек позволил получить на SOI подложках структуры с Ge(Si) островками, демонстрирующими сигнал люминесценции при комнатной температуре. Данные структуры были использованы для исследования возможности увеличения сигнала люминесценции островков за счет взаимодействия их излучения с модами различных диэлектрических резонаторов [A55, A56]. Было показано, что интенсивность сигнала ФЛ Ge(Si) островков, выращенных на SOI подложках, может быть увеличена в десятки раз за счет встраивания их в двумерные фотонные кристаллы [A56] (рис. 2.11). Данный рост интенсивности обусловлен взаимодействием излучения Ge(Si) островков с различными модами фотонного кристалла вблизи Г-точки их зоны Бриллюэна [183, 184]. Наличие в исходных структурах сигнала ФЛ от Ge(Si) островков позволило, в частности, корректно определить рост интенсивности этого сигнала за счет взаимодействия с модами фотонного кристалла [A56] (рис. 2.11).

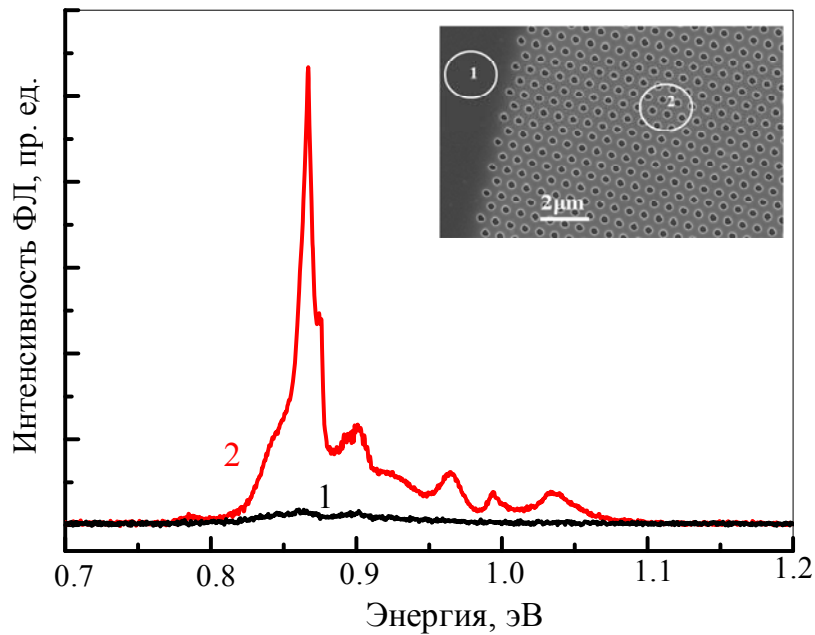


Рис. 2.11. Спектры микро-ФЛ измеренные при комнатной температуре от структуры с Ge(Si)/SOI островками, выращенными при 600°C , вне области фотонного кристалла (спектр 1) и от фотонного кристалла (спектр 2). Период фотонного кристалла $a=600$ нм, отношение радиуса отверстий к его периоду $r/a=0.25$. Спектры измерены с использованием объектива 50x (числовая апертура $NA=0.42$). На вставке показан СЭМ снимок части фотонного кристалла с схематически отмеченными областями, от которых получены соответствующие спектры микро-ФЛ. Размер окружностей на СЭМ снимке соответствует диаметру возбуждаемой области при используемом объективе.

2.2. Электролюминесценция структур с Ge(Si)/Si(001) островками

В начале данной Главы обсуждалось, что практический интерес к излучательным свойствам структур с Ge(Si) самоформирующимися островками во многом вызван тем, что при комнатной температуре от них наблюдается не только сигнал фотолуминесценции, но и электролюминесценции [19, 20]. Возможность электрической накачки светоизлучающих структур является одним из необходимых условий для их практического использования в устройствах кремниевой оптоэлектроники. Была исследована электролюминесценция (ЭЛ) диодных структур с Ge(Si)/Si(001) островками [A23, A24], влияние условий их формирования и параметров на интенсивность сигнала ЭЛ при комнатной температуре [A25, A26, A32, A40, A60, A66, A79, A91], стойкость этого сигнала к

радиационному воздействию [A32, A33, A64] и возможность использования Ge(Si) структур с островками для реализации оптической связи между структурами, сформированными на кремниевых подложках [A68, A77, A83 A96, A97].

Исследуемые в этом разделе структуры представляли собой вертикальные p-i-n диоды, выращенные МПЭ на подложках Si(001) p-типа проводимости, легированных бором до концентрации $7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Рост структур начинался с осаждения контактного p⁺-Si слоя толщиной 200 нм, легированного бором до концентрации $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Затем выращивался слой нелегированного Si толщиной 50 нм, на котором за счет осаждения Ge формировалась решетка с Ge(Si) островками. Температура роста решетки варьировалась в диапазоне 550⁰C – 700⁰C [A25, A32]. При формировании решетки с островками учитывалось уменьшение критической толщины двумерного роста Ge в верхних слоях многослойных структур [171], поэтому толщина осажденного Ge с ростом номера слоя уменьшалась на $\sim 0.1 \text{ МС}$. Для структур, выращенных при 600⁰C, толщина Ge в решетке варьировалась от $\sim 8.5 \text{ МС}$ в первом слое до $\sim 7 \text{ МС}$ в верхних слоях многослойной структуры. Число периодов решетки с островками лежало в диапазоне 10 ÷ 40. Температура роста слоев Si, разделяющих слои с островками, совпадала с температурой формирования Ge(Si) островков. Для структур, выращенных при 600⁰C, толщина этих слоев варьировалась в широком диапазоне от 7 до 40 нм [A40]. Рост структур заканчивался осаждением слоя нелегированного Si толщиной 50 нм и контактного слоя n⁺-Si толщиной 200 нм, легированного сурьмой до концентрации $2 * 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Для электрической накачки структур со стороны решетки с островками на поверхности образцов формировался омический контакт Au/Ti диаметром 0.5 мм. Второй омический контакт формировался путем нанесения сплошной пленки Al на обратную сторону подложки. Большинство измерений ЭЛ выполнены на чипах размером 2x2 мм², которые выкалывались из структур со сформированными омическими контактами. Измерения спектров ЭЛ

проводились в импульсном режиме, чтобы избежать перегрева образцов. Длительность импульсов составляла 4 мс, период повторения 25 мс. Спектры ЭЛ регистрировались с помощью решеточного монохроматора и охлаждаемого Ge фотоприемника. Выполненные сравнительные исследования сигналов ФЛ и ЭЛ многослойных структур с Ge(Si) островками показали смещение сигнала ЭЛ от островков в более высокие энергии по сравнению с сигналом ФЛ [A23]. Это смещение связывается с большей эффективностью электрической накачки по сравнению с оптической, при которой (при используемой длине оптического возбуждения в $\lambda \sim 500$ нм) заметная часть фотовозбужденных носителей заряда генерируется не в активной области структуры, а в подложке [A23]. Хорошо известно, что сигнал люминесценции Ge(Si) островков, как и других полупроводниковых структур, люминесценция которых связаны с непрямыми в реальном пространстве оптическими переходами, смещается в область больших энергий с ростом мощности накачки [78, 185]. Данный сдвиг связывается с изгибом энергетических зон в островке и его окрестностях из-за кулоновского потенциала дырок, локализованных в островках, и заполнением дырками возбужденных энергетических уровней в валентной зоне островков [78, 185].

В результате большей эффективности электрической накачки по сравнению с оптической основная часть сигнала ЭЛ от структур с островками, выращенными при различных температурах, попадает в область спектральной чувствительности Ge детектора [A25]. Это делает корректным, в отличие от ФЛ исследований, использование этого детектора, а не более широкополосного, но имеющего значительно меньшую чувствительность InSb детектора, для исследования электролюминесценции Ge(Si) островков, выращенных при различных температурах.

Еще одним следствием большей эффективности электрической накачки является более слабая, по сравнению с сигналом ФЛ, температурная зависимость сигнала ЭЛ от островков [A23, A32]. При этом температурная

стабильность сигнала ЭЛ островков возрастает с увеличением плотности тока накачки [A23, A32]. Подобная температурная зависимость сигнала ЭЛ Ge(Si) островков наблюдалась также в других работах [186] и связывалась с насыщением каналов безызлучательной рекомбинации при увеличении мощности накачки.

Проведенные исследования показали, что, как и в случае фотолюминесценции, наиболее интенсивный сигнал ЭЛ при комнатной температуре наблюдается для структур с dome-островками, выращенными при 600⁰C [A25, A26]. Данный факт связывается с обсужденной выше наиболее эффективной пространственной локализацией носителей заряда в многослойных структурах с Ge(Si) островками, полученными при этой температуре. Благодаря этой пространственной локализации носителей заряда сигнал ЭЛ Ge(Si) островков демонстрирует существенно меньшую чувствительность к радиационному воздействию, чем сигнал ЭЛ кремния от тестового диода без решетки с островками [A32, A33].

Для структур, выращенных при 600⁰C, было выявлено влияние толщины Si разделительных слоев на интенсивность их сигнала ЭЛ при комнатной температуре [A25, A40]. Изменение толщины Si слоя между островками оказывает влияние на ЭЛ Ge(Si) островков посредством нескольких факторов. С одной стороны, уменьшение толщины этих слоев ведет к росту деформации растяжения в них, и, как следствие, к росту глубины потенциальной ямы для электронов на гетерогранице с островком [170], что должно приводить к росту интенсивности сигнала ЭЛ. Но, с другой стороны, рост упругих напряжений при уменьшении толщины Si разделительных слоев является причиной увеличения доли Si в островках [171]. Это ведет к уменьшению глубины потенциальной ямы для дырок в островках, и, как следствие падению интенсивности сигнала люминесценции от островков при высоких температурах измерения. Рост упругих напряжений в многослойных структурах с островками с тонкими Si разделительными слоями также ведет к росту вероятности зарождения в них дислокаций, которые способствуют

снятию части этих напряжений. В этом случае появление дислокаций, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации носителей заряда, ведет к падению интенсивности сигнала люминесценции островков.

При увеличении толщины Si слоя между островками уменьшается степень вертикального упорядочения Ge(Si) островков [130], что уменьшает величину упругих напряжений в Si слое, а, следовательно, и глубину потенциальной ямы для электронов. На интенсивность сигнала ЭЛ от островков в многослойных структурах с толстыми Si разделительными слоями негативное влияние оказывает также увеличение времени роста этих структур. В результате нижние слои с островками длительное время находятся при температуре роста, в течение которого в них происходит диффузия Si из окружающих областей. Данный фактор по своему воздействию на излучательные свойства Ge(Si) островков аналогичен термическому отжигу выращенных структур. Было выявлено, что при термическом отжиге структур с Ge(Si)/Si(001) островками идут два процесса, оказывающих противоположное влияние на интенсивность сигнала люминесценции [A23, A25]. С одной стороны, отжиг дефектов кристаллической решетки в эпитаксиальной структуре ведет к заметному росту сигнала люминесценции Ge(Si) островков при низких температурах [A23]. Но, с другой стороны, диффузия Si в островки при длительном отжиге уменьшает глубину потенциальной ямы в островках и, как следствие, интенсивность их сигнала фотолюминесценции при комнатной температуре [A23]. При этом за счет отмеченного выше меньшего температурного гашения сигнала ЭЛ по сравнению с сигналом ФЛ, быстрый отжиг структур при температурах не на много превышающих температуру их формирования может привести к росту интенсивности сигнала ЭЛ островков при комнатной температуре [A25].

Кроме выше отмеченных факторов в структурах с достаточно толстыми Si разделительными слоями с помощью ПЭМ наблюдалось формирование больших дефектных областей [A40]. Формирование дефектной области

начинается с образования дефектного островка в одном из слоев. Формирование дефекта кристаллической решетки в островке приводит к частичной, локальной релаксации упругих напряжений в области вблизи этого островка. В результате такой релаксации при формировании последующих слоев с островками происходит преимущественная диффузия атомов Ge в дефектную область структуры. Накопление Ge в этой области ведет к зарождению новых дефектов решетки в ней, еще большей релаксации упругих напряжений и, как следствие, усиления потока Ge к дефектной области. В результате этих процессов размер дефектной области значительно увеличивается по мере роста структуры. Таким образом, формирование дефектов в одном островке Ge(Si) в первых слоях многослойной структуры ведет к образованию в верхних слоях структуры дефектных областей, размер которых значительно превосходит размер отдельного островка [A40]. Данные дефектные области, размер которых на поверхности структуры позволяет наблюдать их в оптический микроскоп, являются центрами безызлучательной рекомбинации носителей заряда, и с их образованием связывается падение интенсивности сигнала ЭЛ при комнатной температуре от структур с достаточно толстыми разделительными слоями Si [A40].

Выполненные исследования показали, что наиболее интенсивный сигнал ЭЛ при комнатной температуре в области длин волн 1.3-1.55 мкм наблюдается от многослойных диодных структур с Ge(Si)/Si(001) островками, выращенных при 600⁰С, слои которых разделены слоями Si толщиной 13÷35 нм. В таких структурах наблюдается вертикальное упорядочение островков и низкая концентрация дефектов кристаллической решетки (рис. 2.12а). При этом интегральная интенсивность сигнала ЭЛ от островков при комнатной температуре значительно больше, чем от тестового Si диода (рис. 2.12b) [A32].

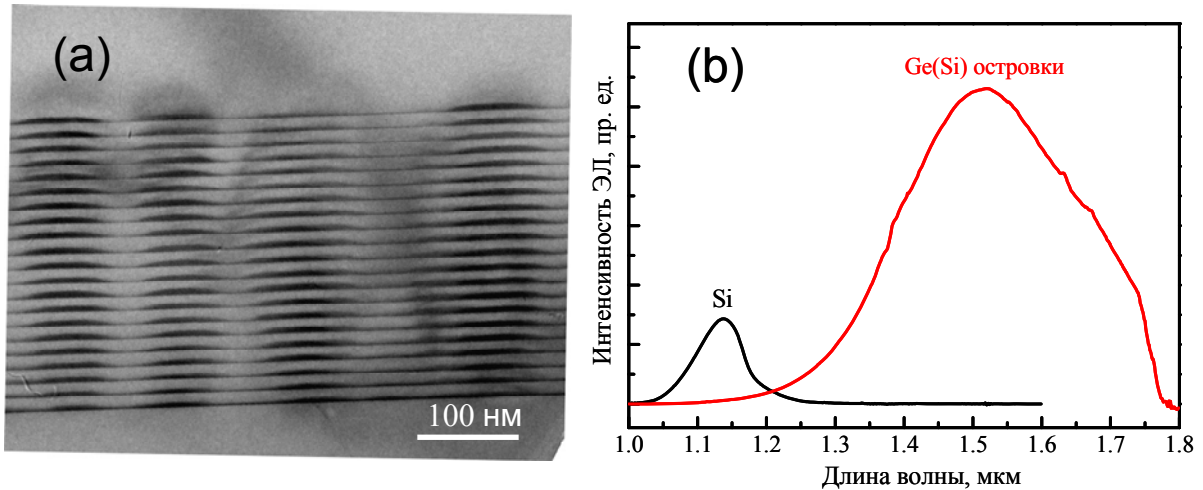


Рис. 2.12. (a) - ПЭМ снимок решетки с Ge(Si) островками в диодной структуре, выращенной при 600°C , с толщиной Si разделительных слоев 13 нм. Снимок сделан Н.Д. Захаровым (Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Halle/Saale, Germany). (b) – Измеренные при комнатной температуре спектры ЭЛ тестового Si диода и диода с Ge(Si) островками, выращенного при 600°C с толщиной Si разделительных слоев 23 нм. Спектры измерены при плотности тока $\sim 5 \text{ A}/\text{cm}^2$ и нормированы на спектральную чувствительность Ge детектора.

Для полученных светодиодов с Ge(Si) островками была оценена эффективность их электролюминесценции при комнатной температуре. Для этого с помощью измерителя мощности PD300-IRG на основе InGaAs приёмника, работающего в диапазоне длин волн 800-1700 нм, была измерена абсолютная мощность сигнала ЭЛ. Как видно из рисунка 2.12b, в структурах с Ge(Si) островками, выращенными при 600°C , в этом диапазоне длин волн присутствует только сигнал, связанный с островками. Мощность излучения измерялась в непрерывном режиме. Непосредственно измерялась мощность, излучаемая в направлении по нормали к поверхности структуры в телесный угол, ограниченный апертурой измерителя мощности. Полная излучаемая мощность находилась пересчётом в полный телесный угол исходя из условия изотропности излучения. Близость диаграммы направленности излучения к изотропной была подтверждена экспериментально. Для оценки внешней квантовой эффективности (η) использовалась формула:

$$\eta = \frac{P \cdot e}{I \cdot h \cdot \nu} \quad (2.1),$$

где P – полная излучаемая мощность, e – заряд электрона, I – ток через структуру, h – постоянная Планка, ν – частота фотона. Выполненные измерения показали, что внешняя квантовая эффективность полученных светодиодов с Ge(Si) островками составляет $\sim 0.01\%$ [A32]. При этом тестовый Si диод имел эффективность в ~ 50 раз ниже.

Достигнутые значения внешней эффективности светодиодов с Ge(Si) островками близки к рекордным значениям в 0.04% для такого типа светоизлучающих структур, приведенным в литературе [21]. Данные рекордные значения получены за счет использования сурьмы в качестве сурьфактанта для модификации роста Ge(Si) островков, в результате которой происходит формирование небольших островков с высокой долей Ge при температурах $\sim 600^\circ\text{C}$ [187-189].

2.3. Использование структур с Ge(Si)/Si(001) островками для реализации оптической связи между структурами, сформированными на кремнии

Практический интерес к структурам с Ge(Si) островками вызван не только их сигналом люминесценции в диапазоне длин волн 1.3-1.55 мкм, но и фотопроводимостью в этом диапазоне длин волн [190]. Это делает структуры с Ge(Si) островками перспективными для создания фотоприемников, отличительной чертой которых является низкое значение темнового тока [190]. В исследованных в диссертации светодиодных структурах с Ge(Si) островками кроме сигнала ЭЛ при комнатной температуре наблюдается сигнал фотопроводимости в области энергий, меньших ширины запрещенной зоны кремния [A26, A32]. Связь величины этого сигнала с параметрами и условиями роста Ge(Si) островков согласуется с изменениями интенсивности сигнала ЭЛ [A26]. Наличие сигнала ЭЛ и фотопроводимости в ближнем ИК диапазоне в одной и той же структуре с Ge(Si) островками позволяет рассматривать эти структуры для реализации оптической связи между структурами, сформированными на Si подложках. Однако, низкая чувствительность исследованных структур с Ge(Si)

островками, которая на длине волны 1.3 мкм составляет $\sim 1 \text{ мА/Вт}$ [A32] и плохое спектральное перекрытие сигналов ЭЛ и фотопроводимости островков не позволили реализовать эту связь на практике.

Для демонстрации возможности использования светодиодов с Ge(Si) островками для реализации оптической связи между структурами, выращенными на кремнии, в качестве приемника использовался Ge p-i-n фотодиод, выращенный на Si(001). Подобные диоды в настоящее время рассматриваются в качестве основных кандидатов на использование в качестве приемников в кремниевой оптоэлектронике (см., например, обзор [191]. В диссертации при формировании Ge диода на Si(001) подложке использовался метод двух температурного роста релаксированного Ge слоя [192]. Диод состоял из нижнего p⁺-Ge контактного слоя, легированного бором, нелегированного слоя Ge и верхнего контактного n⁺-Ge слоя, легированного Sb. Для реализации оптической связи на многослойной диодной структуре с Ge(Si)/Si(001) островками и Ge/Si(001) фотодиоде с помощью оптической литографии и плазмохимического травления были сформированы меза структуры размером 1x1 мм². Au/Ti омические контакты к нижним p⁺ и верхним n⁺ контактными слоям формировались с помощью взрывной литографии.

Измерение спектров ЭЛ светодиода с Ge(Si)/Si(001) островками и спектра фотопроводимости (ФП) Ge/Si(001) фотодиода показали их хорошее спектральное перекрытие (рис. 2.13а). Фоточувствительность полученного Ge/Si(001) диода на длине волны 1.5 мкм составила $\sim 25 \text{ мА/Вт}$, что значительно выше чувствительности диода с Ge(Si)/Si(001) островками. Из сравнения сигналов электролюминесценции Ge(Si)/Si(001) островков и фотопроводимости Ge/Si(001) диода хорошо видно, что сигнал ЭЛ от островков наблюдается при меньших энергиях (больших длинах волн), чем ширина прямой зоны в Ge (рис. 2.13а).

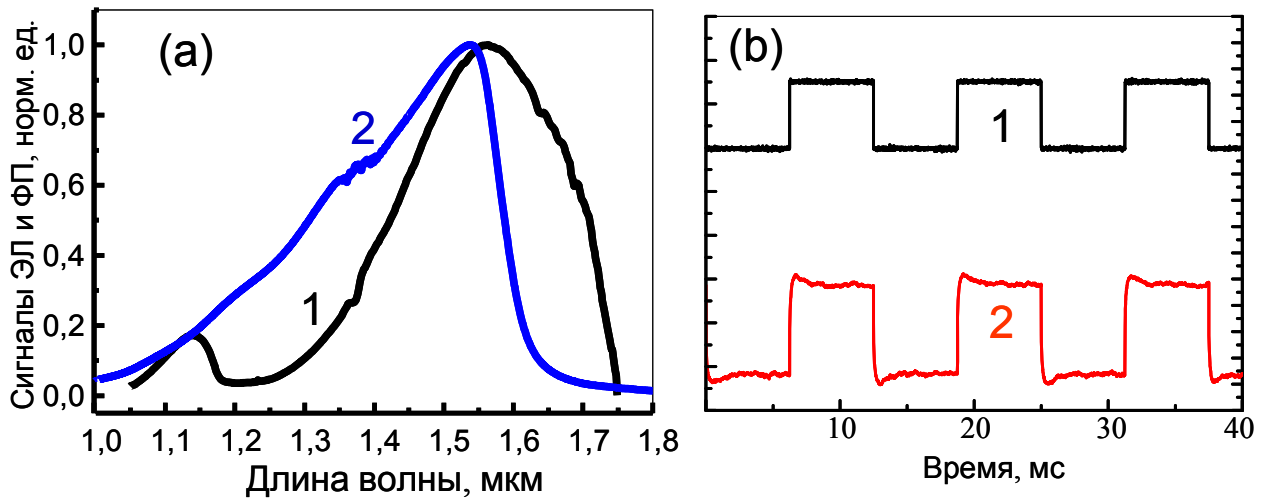


Рис. 2.13. (а) – нормированные на максимум спектры ЭЛ диода с Ge(Si)/Si(001) островками (1) и фотопроводимости Ge/Si(001) диода (2). Спектры измерены при комнатной температуре. (б) – временные зависимости напряжения на светодиоде с островками (1) и сигнала на Ge/Si(001) фотодиоде, вызванного сигналом ЭЛ Ge(Si) островков.

Для реализации оптической связи светодиод с Ge(Si)/Si(001) островками располагался напротив Ge/Si(001) фотодиода на расстоянии нескольких миллиметров. При подаче при комнатной температуре прямоугольных импульсов прямого смещения на светодиод с Ge(Si)/Si(001) островками на Ge/Si(001) фотодиоде возникал сигнал, форма которого совпадала с формой импульсов напряжения на светодиоде (рис. 2.13b) [A91, A96, A97]. При размещении между свето- и фотодиодами материала, непрозрачного в ближнем ИК диапазоне, сигнал на фотодиоде пропадал. Это свидетельствует о том, что сигнал на Ge/Si(001) фотодиоде был вызван сигналом ЭЛ Ge(Si) островков. Таким образом, была продемонстрирована возможность использования светодиодов с Ge(Si)/Si(001) островками в качестве источников излучения для реализации оптической связи между структурами, выращенными на кремнии.

Выводы к главе 2

Сравнительные исследования зависимости от температуры роста параметров (размеров, формы, поверхностной плотности, состава и упругих напряжений) Ge(Si) наноструктур, сформированных на Si(001) подложках

за счет осаждения Ge, и их излучательных свойств позволили установить связь между спектральным положением сигнала люминесценции островков и их параметрами. Эта связь для широкого исследованного диапазона температур роста $T=460^0-700^0\text{C}$ может быть объяснена в рамках модели непрямого в реальном пространстве оптического перехода с участием дырок, локализованных в Ge(Si) островках, и электронов, находящихся в потенциальных ямах в локально растянутых областях в Si на гетерогранице с островком.

Показано, что для куполообразных Ge(Si) островков, являющихся основным типом островков на поверхности структур, выращенных при $T\geq 600^0\text{C}$, положение линии ФЛ зависит в основном от состава островков. Уменьшение доли Si в dome-островках при понижении температуры роста приводит к уменьшению энергии непрямого оптического перехода за счет увеличения глубины потенциальной ямы для дырок в островках, и, как следствие, сдвигу их сигнала ФЛ в область меньших энергий. На положение сигнала ФЛ hut-кластеров, являющихся основным типом островков при низких ($T\leq 550^0\text{C}$) температурах роста и имеющих размер в направлении роста ≤ 2 нм, оказывает влияние, как их размер, так и состав. Увеличение доли Ge и меньшее изменение параметров hut-кластеров при их зарастивании с понижением температуры роста является причиной сдвига максимума их сигнала ФЛ в область меньших энергий при уменьшении температуры роста.

Сдвиг сигнала ФЛ от островков в область больших энергий при понижении температуры роста с 600^0C до 550^0C вызван сменой типа островков, доминирующих на поверхности (с dome наноостровков на hut-кластеры), при котором средняя высота островков уменьшается \sim в 5 раз. Малая высота hut-кластеров ведет к выталкиванию уровней размерного квантования дырок в их валентной зоне к потолку валентной зоны Si матрицы, что является причиной увеличения энергии непрямого оптического перехода.

Связь сигнала люминесценции от Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом приводит к тому, что сигнал от островков может наблюдаться при энергиях, существенно меньших ширины прямой запрещенной зоны объемного Ge. Это обстоятельство накладывает ограничения на использование приемников на основе объемного Ge для исследования излучательных свойств Ge(Si) островков.

Выявлено, что наиболее интенсивный сигнал люминесценции в области длин волн 1.3-1.8 мкм при комнатной температуре наблюдается от многослойных структур с dome островками, выращенными при 600⁰С - минимальной температуре, при которой они являются основным типом островков на поверхности. Это связывается с реализацией в таких структурах наиболее глубоких потенциальных ям для носителей заряда в островке и его окрестностях. Глубокая потенциальная яма для дырок в dome островках, выращенных при 600⁰С, обеспечивается наибольшей, для dome островков, долей Ge в них и слабым влиянием квантоворазмерных эффектов на положение энергетических уровней дырок в dome островках. Локализация электронов вблизи островков реализуется за счет напряжений растяжения Si слоев, разделяющих слои с островками. Пространственная локализация носителей заряда в островках и их окрестностях уменьшает вероятность их безызлучательной рекомбинации на дефектах структуры, тем самым увеличивая интенсивность сигнала люминесценции, связанного с Ge(Si) островками. Одним из подтверждений этого является продемонстрированная меньшая чувствительность излучательных свойств структур с Ge(Si) островками к радиационному воздействию по сравнению с излучательными свойствами объемного Si и SiGe гетероструктур с квантовыми ямами.

Низкая чувствительность излучательных свойств структур с Ge(Si) островками позволяет использовать их в различных микрорезонаторах и в радиационностойких устройствах.

Показано, что зависимость интенсивности сигнала электролюминесценции Ge(Si) островков при комнатной температуре от условий формирования островков качественно совпадает с такой зависимостью для сигнала фотолюминесценции. За счет оптимизации температуры роста, количества осажденного Ge, числа слоев с Ge(Si) островками и толщины Si слоев, их разделяющих, на Si(001) подложках получены светодиоды с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами, внешняя квантовая эффективность которых при комнатной температуре составляет ~0.01%. Продемонстрировано, что полученные светодиоды могут быть использованы для реализации оптической связи между структурами, сформированными на кремнии.

Глава 3. Управление излучательными свойствами Ge(Si) самоформирующихся наностроек за счет их встраивания между растянутыми слоями Si

В предыдущих главах диссертации обсуждалось, что сигнал ФЛ от Ge(Si) самоформирующихся наностроек и квантовых точек, выращенных на Si(001), в основном связан с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией дырок, для которых островки являются глубокой потенциальной ямой, и электронов, находящихся в кремнии на гетерогранице с островком (рис. 3.1а). При этом упругие напряжения растяжения от островков и кулоновский потенциал дырок, локализованных в них, создают потенциальную яму для электронов в областях кремния вблизи островка (рис. 3.1а). Выполненные исследования (см. Главу 2) продемонстрировали, что глубина потенциальных ям для носителей заряда в Ge(Si) островке и его окрестностях во многом определяет спектральное положение сигнала люминесценции островков и его интенсивность при комнатной температуре. Таким образом, возможность контролируемо менять глубину потенциальных ям в структурах с Ge(Si) островками позволит управлять их сигналом люминесценции.

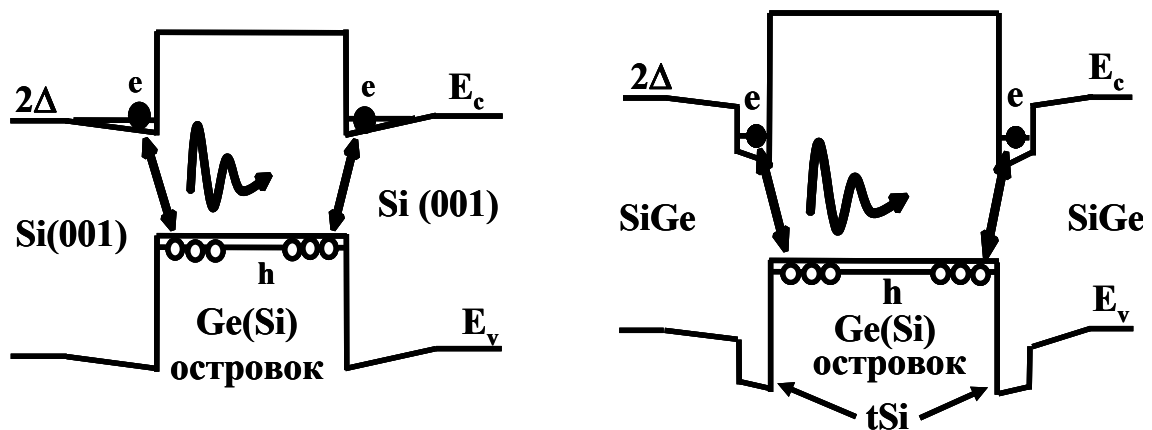


Рис. 3.1. Схематическое изображение зонной диаграммы Ge(Si)/Si(001) островков (слева) и Ge(Si) островков, выращенных на релаксированном SiGe буфере и встроенном между тонкими слоями растянутого Si (tSi) (справа). Стрелками показаны непрямые в реальном пространстве оптические переходы.

Однако для структур с Ge(Si) островками, выращенными на Si(001), возможности по изменению параметров потенциальных ям в островках и их окрестностях оказываются весьма ограниченными. Как было показано в Главе 2, глубина залегания энергетических уровней дырок в островках во многом определяется составом и размерами островков в направлении роста, которые, в свою очередь, зависят от температуры роста. Для dome nanoостровков, имеющих размер в направлении роста более 5 нм, глубина потенциальной ямы для дырок в островках ограничена образованием SiGe сплава в них вследствие диффузии Si, ускоренной неоднородными упругими напряжениями. В случае hut кластеров, имеющих высоту менее 2 нм, кроме состава островков на положение энергетических уровней дырок в островках существенное влияние оказывает также квантоворазмерные эффекты. Из-за отмеченных факторов для Ge(Si)/Si(001) островков достаточно легко можно уменьшать (за счет увеличения доли Si в островках путем формирования островков из SiGe сплава или отжига островков при высоких температурах), но не увеличивать глубину потенциальной ямы для дырок в островках.

Согласно расчетам зонной диаграммы, выполненных с учетом экспериментально определенных параметров Ge(Si) островков, в однослойных структурах с Ge(Si)/Si(001) островками глубина потенциальной ямы для электронов в кремнии значительно меньше, чем глубина потенциальной ямы для дырок в островках (см. рис. 2.7b). Глубина потенциальной ямы для электронов может быть значительно увеличена за счет роста многослойных структур, слои с Ge(Si) островками в которых разделены тонкими слоями Si [169, 170]. Рост глубины потенциальной ямы происходит за счет увеличения деформации растяжения в слоях Si, разделяющих слои с вертикально упорядоченными островками. Величина растяжения, а, следовательно, и глубина потенциальной ямы, растет с уменьшением толщины Si разделительных слоев. Согласно расчетам для толщин Si слоев < 10 нм глубина потенциальной ямы для электронов может достигать нескольких сотен мэВ [170]. Однако рост упругих напряжений в

многослойных структурах с Ge(Si) островками ведет к ускорению диффузии Si в островки, и, как следствие, уменьшению глубины потенциальной ямы для дырок в них [135, 171]. Экспериментально показано, что в многослойных структурах этот фактор оказывает более существенное влияние на энергию оптического перехода, чем рост глубины потенциальной ямы для электронов (см. Главу 2). В результате сигнал ФЛ от островков в многослойных структурах относительно однослойных сдвинут в область больших, а не меньших энергий, как следовало бы ожидать при увеличении глубины потенциальной ямы для электронов в Si разделительных слоях (рис. 2.8b) [A4].

Таким образом, для структур с Ge(Si) островками, сформированными на Si(001) подложках, возможности управления глубиной потенциальных ям для носителей заряда, а, следовательно, положением и эффективностью люминесценции островков, весьма ограничены. Отчасти это связано с тем, что рост SiGe структур на Si(001) подложках позволяет контролируемым образом формировать потенциальные ямы только для дырок в сжатых SiGe слоях. Гораздо больше возможностей по зонной инженерии SiGe структур дает их рост на релаксированных $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах. Рост на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах не позволяет реализовать для SiGe структур гетеропереход I-рода с глубокими потенциальными ямами для обоих типов носителей заряда в одном слое [40]. Но при росте на таких буферах в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоях с $x < y$, испытывающих деформацию растяжения, реализуется потенциальная яма для электронов, находящихся в 2Δ долинах зоны проводимости, а в сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоях с $x > y$ – потенциальная яма для дырок [38, 40]. При этом глубины потенциальных ям для разного типа носителей заряда в слоях с различным знаком деформации составляют сотни мэВ [40].

Для планарных структур было продемонстрировано, что формирование на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфере двух соседних слоев с разным типом деформации (растянутого Si (далее «tSi» от «tensile Si») и сжатого $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x > y$) слоев)

позволяет получить в малой области пространства глубокие потенциальные ямы для обоих типов носителей заряда (рис. 3.2) [193]. Пространственная локализация носителей заряда обоих знаков в тонких квантовых ямах привела к резкому росту интенсивности сигнала люминесценции, связанного с непрямой в реальном пространстве рекомбинацией электронов из tSi слоя с дырками, локализованными в сжатом $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое (рис. 3.2) [193]. Несмотря на то, что этот переход является непрямой в k -пространстве, основной вклад в его сигнал дает оптический переход без участия фонона (рис. 3.2b). Рост вклада этого перехода в общий сигнал ФЛ связывается с локализацией носителей заряда в тонких, квантоворазмерных слоях и их рассеянием на гетерогранице [193, 194].

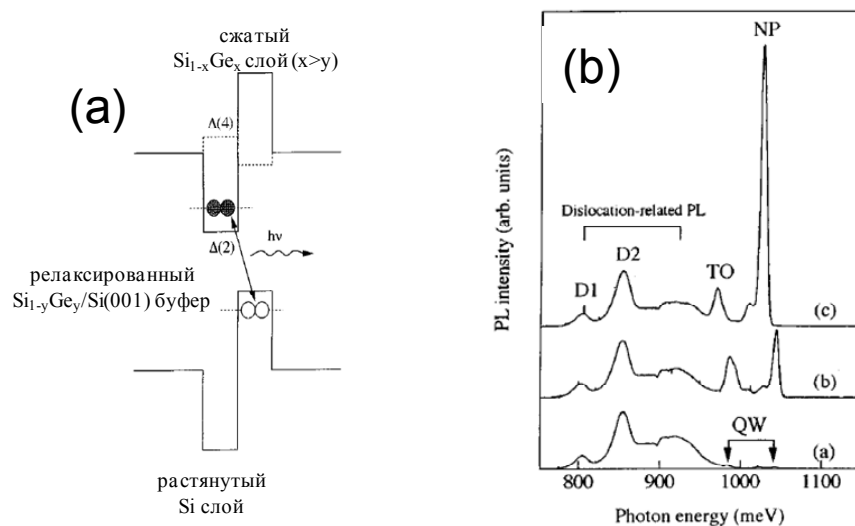


Рис. 3.2. (а) – схематическое изображение зонной диаграммы структуры, выращенной на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфере и содержащей слои растянутого Si и сжатого $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ сплава. Стрелкой показан непрямой в реальном пространстве оптический переход. (б) – измеренные при 18K спектры ФЛ выращенных на $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}/\text{Si}(001)$ буфере структур, содержащих только сжатый $\text{Si}_{0.36}\text{Ge}_{0.64}$ слой (спектр (а)), только растянутый Si слой (спектр (б)) и слои с обоими знаками деформации (спектр (с)). На спектрах отмечены сигналы ФЛ от дислокаций $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}/\text{Si}(001)$ буфера и линии ФЛ, связанные с оптическими переходами в напряженных слоях без участия фонона (NP) и с участием поперечного оптического фонона (ТО). Рисунки адаптированы из работы [193].

Было продемонстрировано, что положением сигнала ФЛ, связанного с рекомбинацией носителей заряда в $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоях, можно легко управлять в довольно широком спектральном диапазоне за счет изменения толщины одного из слоев [193]. Так же для этого сигнала ФЛ наблюдается меньшее температурное гашение по сравнению с сигналом ФЛ от структур, в которых присутствовал слой только с одним типом деформации [193].

Однако релаксированные $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ буферы, как искусственные подложки для роста SiGe гетероструктур, имеют существенный недостаток по сравнению с $\text{Si}(001)$ подложками, который связан с большей дефектностью буферов. Развитые методы роста релаксированных буферов позволяют снизить плотность прорастающих дефектов в $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах с долей $\text{Ge} \leq 40\%$ с $10^8 \div 10^9 \text{ см}^{-2}$ до уровня $10^4 \div 10^6 \text{ см}^{-2}$ [45-48]. Однако и при этом уровне плотности дефектов в SiGe буферах на несколько порядков выше, чем в монокристаллических $\text{Si}(001)$ подложках, на которых они формируются. В результате на излучательные свойства SiGe структур, выращенных на релаксированных буферах, значительное влияние оказывает излучательная и безызлучательная рекомбинации носителей заряда на дефектах структуры (рис. 3.2b). В случае безызлучательной рекомбинации это может значительно снижать эффективность светоизлучающих структур, выращенных на SiGe буферах. Необходимо отметить, что отсутствие в планарных SiGe гетероструктурах ограничений на диффузию носителей заряда в плоскости роста делает их излучательные свойства более чувствительными к дефектам кристаллической структуры матрицы по сравнению со структурами с $\text{Ge}(\text{Si})$ островками, в которых реализуется ограничение на диффузию носителей заряда одного типа (дырок) во всех трех пространственных направлениях [A31].

Приведенный выше анализ показывает, что формирование $\text{Ge}(\text{Si})$ самоформирующихся наностроек на релаксированных SiGe буферах позволит значительно улучшить пространственную локализацию электронов на их гетерограницах. Этого можно добиться за счет встраивания островков

между слоями Si, испытывающими деформацию растяжения не из-за неоднородных полей упругих напряжений от островков, а из-за рассогласования кристаллических решеток с подложкой (релаксированным SiGe буфером) (рис. 3.1b). При этом за счет выбора буфера (доли Ge в нем) можно уже для структур с одним слоем Ge(Si) островков достичь глубины потенциальной ямы для электронов на его гетерограницах в сотни мэВ. Из результатов работы [193] можно ожидать, что локализация электронов на гетерогранице с островками в тонких, нанометровой толщины, растянутых Si слоях позволит значительно увеличить вероятность оптических переходов без участия фононов. Результатом этого должен стать общий рост эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в Ge(Si) островках. Кроме этого, пространственная локализация дырок в островках должна существенно уменьшить чувствительность излучательных свойств структур, выращенных на SiGe буферах, к дефектам этих буферов.

К началу работ, результаты которых представлены в данной главе, имелись лишь единичные публикации, посвященные росту Ge(Si) самоформирующихся наноструктур на релаксированных SiGe/Si(001) буферах [195, 196]. В этих работах не рассматривалась возможность управления излучательными свойствами Ge(Si) островков за счет их встраивания между растянутыми слоями Si, а исследовались процессы пространственного упорядочения островков на cross-hatch шероховатости поверхности буферов [195] или возможность использования брегговских зеркал на основе упруго компенсированных Si/SiGe решеток для управления излучением островков [196]. Возможность формирования упруго компенсированных решеток является еще одним преимуществом при росте на релаксированных SiGe буферах. В работе [196] для структур, выращенных на SiGe буферах, была продемонстрирована более высокая температурная стабильность сигнала ФЛ от Ge(Si) островков по сравнению с сигналом ФЛ от планарных Ge/Si структур, предложенных в работе [193], которая

связывалась с более глубокой потенциальной ямой для дырок в островках по сравнению с Ge слоями.

Диссертанту известна лишь одна работа, в которой была предпринята попытка встраивания Ge(Si) островков в растянутые Si слои [197]. Однако в работе [197] для роста использовались SiGe буферы, сформированные на текстурированных подложках Si(001), что значительно затруднило анализ параметров полученных Ge(Si) островков. В данной работе для многослойной структуры с Ge(Si) островками растянутый Si слой формировался только над островками. Все отмеченные факторы привели к наличию различных сигналов в спектрах ФЛ исследованных структур, что затрудняет их однозначную интерпретацию. При этом сигнал ФЛ, связываемый в работе [197] с люминесценцией Ge(Si) островков, наблюдался в области энергий, которая обычно ассоциируется с сигналом ФЛ от смачивающего слоя между островками.

В данной Главе представлены экспериментальные результаты демонстрирующие, что встраивание Ge(Si) островков между растянутыми Si слоями, сформированными на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, позволяет эффективно управлять положением, шириной и интенсивностью сигнала люминесценции, связанного с островками.

3.1. Зависимость параметров Ge(Si) островков, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, от условий роста

Как было показано в Главе 1, на образование Ge(Si) самоформирующихся островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферах кроме меньшего рассогласования кристаллических решеток осаждаемого Ge и подложки существенное влияние оказывает более высокая по сравнению с Si(001) подложками шероховатость поверхности буферов и сегрегация Ge при росте ненапряженных SiGe слоев на них. Все перечисленные факторы могут привести к тому, что зависимость параметров Ge(Si) островков на релаксированных SiGe буферах от температуры роста и количества

осажденного Ge может отличаться от установленной в Главе 2 такой зависимости для Ge(Si) островков на Si(001) подложках (далее – Ge(Si)/Si(001) островков). Кроме этого, для островков на SiGe/Si(001) буферах была выявлена зависимость параметров островков от толщины t_{Si} слоя под ними (рис. 1.22) [A65]. Поэтому перед исследованием излучательных свойств Ge(Si) островков, встроенных между растянутыми слоями Si, было установлено влияние условий роста на параметры островков.

Для роста исследованных в данной Главе структур использовались релаксированные $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферы с долей Ge $y=20-30\%$, технология получения которых кратко описана в Главе 1 и подробно в работах [A10, A11, A57, A75]. Благодаря использованию градиентного буфера и высоких температур роста концентрация прорастающих дислокаций в полученных буферах была $< 10^6 \text{ см}^{-2}$, а химико-механическое полирование выращенных буферов позволило снизить шероховатость их поверхности до значений RMS $< 2 \text{ нм}$ [A10, A11, A57, A75]. После химико-механического полирования шероховатость используемых SiGe/Si(001) буферов была несколько больше, чем Si(001) подложек, но на их поверхности не наблюдалось ярко выраженной cross-hatch шероховатости. Поэтому для исследованных структур не наблюдались эффекты пространственного упорядочения Ge(Si) островков, обусловленные cross-hatch шероховатостью [195]. Исследованные в данном разделе структуры, выращенные на релаксированных $Si_{1-y}Ge_y/Si(001)$ буферах с долей Ge $y=20-30\%$, состояли из ненапряженного $Si_{1-x}Ge_x$ буферного слоя, доля Ge в котором совпадала с долей Ge в верхнем релаксированном слое буфера ($x=y$), растянутого подслоя t_{Si} и Ge(Si) островков, которые формировались за счет осаждения Ge. Варьировались температура роста, толщина t_{Si} подслоя и количество осажденного Ge. Особенности смены механизма роста пленки Ge с двумерного на трехмерный при ее осаждении на SiGe/Si(001) релаксированные буферы подробно описаны в Главе 1. В данной Главе исследовались структуры, толщина

осажденного Ge в которых была заметно больше, чем критическая толщина 2D роста Ge при выбранных условиях.

В Главе 1 было показано, что на формирование Ge(Si) островков на релаксированных буферах существенное влияние оказывает толщина t_{Si} подслоя (d_{tSi}) (рис. 1.22) [A58, A65]. Это связывается с тем, что осаждение растянутого Si слоя приводит к уменьшению шероховатости поверхности роста и количества Ge, находящегося на ней вследствие сегрегации. Как отмечалось в Главе 1, увеличение толщины t_{Si} слоя ведет к уменьшению поверхностной плотности и размеров Ge(Si) островков в плоскости роста (рис. 1.22). При этом основные изменения параметров островков происходят при увеличении толщины t_{Si} слоя с $d_{tSi} = 0$ до 1 нм. В диапазоне толщин t_{Si} подслоя $d_{tSi} = 2-3$ нм наблюдается более слабая зависимость параметров Ge(Si) островков от его толщины, а для $d_{tSi} > 3$ нм такая зависимость практически отсутствует. Для люминесцентных исследований, результаты которых представлены ниже, использовались структуры с толщиной t_{Si} подслоя $d_{tSi} = 2 \pm 1$ нм. Поэтому для установления влияния температуры и количества осажденного Ge на параметры Ge(Si) островков, выращенных на SiGe буферах, использовались структуры с $d_{tSi} = 2$ нм. Полагается, что изменение толщины t_{Si} подслоя в диапазоне $d_{tSi} = 1-3$ нм не приведет к существенному отклонению выявленных для структур с $d_{tSi} = 2$ нм зависимостей параметров Ge(Si) островков от температуры роста и количества осажденного Ge.

Выполненные исследования показали, что зависимость параметров Ge(Si) островков, выращенных на SiGe/Si(001) буферах, от температуры осаждения Ge качественно совпадает с такой зависимостью для Ge(Si)/Si(001) островков [A12, A16, A58]. При уменьшении температуры роста наблюдается монотонное увеличение поверхностной плотности островков (рис. 3.3). При высоких температурах роста образование островков начинается с формирования пирамидальных островков, которые при увеличении количества осажденного Ge трансформируются в

куполообразные dome островки, высота которых составляет больше 10 нм [A12, A16]. Таким образом, для структур, выращенных на релаксированных $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах с долей Ge $y=20-30\%$ с tSi подслоями толщиной ~ 2 нм, при высоких температурах роста и количестве осажденного Ge на несколько монослоев больше его критической толщины 2D роста, основным типом островков являются dome наноостровки. Как было показано в Главе 2, из-за больших размеров Ge(Si)/Si(001) dome островков, в том числе в направлении роста, основное влияние на положение энергетических уровней дырок в них оказывает их состав [A8, A9].

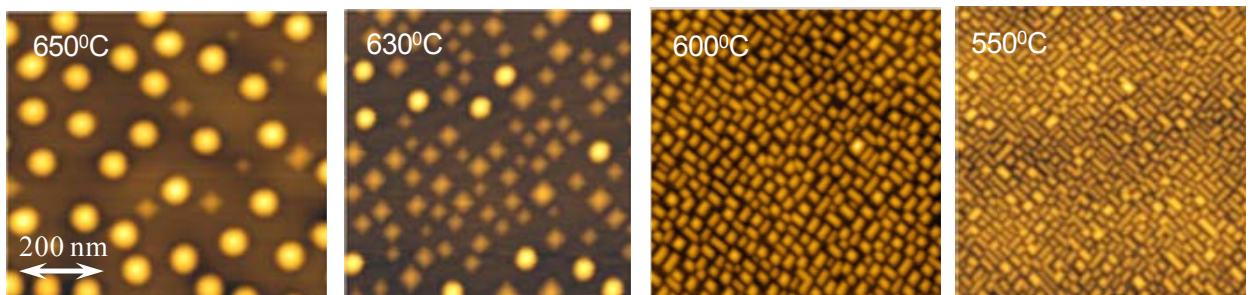


Рис. 3.3. АСМ снимки Ge(Si) самоформирующихся островков, полученных за счет осаждения Ge при различных температурах на релаксированные SiGe/Si(001) буфере с tSi подслоем толщиной 2 нм. Температура осаждения Ge указана на снимках. Размер АСМ снимков 1x1 мкм, а их стороны ориентированы вдоль направлений типа [110].

Как и в случае роста на Si(001) подложках, основным типом Ge(Si) островков на SiGe/Si(001) буферах при низких температурах роста являются hut-кластеры, имеющие высоту меньше 3 нм [A12, A16]. Положение энергетических уровней в островках этого типа зависит как от их состава, так и размеров [A8, A9]. Одним из основных различий роста Ge(Si) островков на Si(001) и релаксированных буферах является увеличение температуры роста, при которой наблюдается смена типа островков, доминирующих на поверхности. В случае роста на Si(001) при понижении температуры роста переход от dome наноостровок к hut кластерам наблюдается в диапазоне температур роста $T=550^0 - 600^0\text{C}$ [78] [A2, A8, A9] (рис. 2.3). В тоже время для структур, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах с долей Ge 20-30% этот переход наблюдается в диапазоне температур $T=600^0 - 630^0\text{C}$

[A12, A16] (рис. 3.3). Как и в случае роста на Si(001), смена типа островков на SiGe/Si(001) буферах с dome на hut сопровождается резким (в 4-5 раза) уменьшением их средней высоты [A12, A16].

Увеличение температуры роста, при которой основным типом островков на поверхности SiGe/Si(001) буферов становятся hut-кластеры, может быть связано с меньшим рассогласованием параметров кристаллической решетки островка и подложки при росте на буферах. С одной стороны, по данным рентгенодифракционного анализа при одинаковых температурах роста среднее содержание Ge в dome островка на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах с $y=25\% \pm 5\%$ на 10-15% больше, чем в Ge(Si)/Si(001) dome островках [A16, A17]. Но, с другой стороны, рассогласование кристаллических решеток Ge и используемых $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферов на $\sim 25\%$ меньше, чем при росте Ge на Si(001). Уменьшение рассогласования между параметром кристаллической решетки островка и подложки приводит к росту объема (размеров) пирамидальных островков, при которых они трансформируются в dome островки [85, 86]. То есть при одинаковой температуре роста латеральный размер пирамидальных островков на SiGe/Si(001) буфере, при котором они трансформируются в dome, несколько больше, чем при росте на Si(001). Кроме этого, при одной и той же температуре роста поверхностная плотность Ge(Si) островков на буферах чуть выше, чем на Si [A12, A16]. Два этих фактора могут привести к тому, что при $T=630^\circ\text{C}$ размер пирамидальных Ge(Si) островков на SiGe/Si(001) буферах, при котором они начинают упруго взаимодействовать («соприкасаться») с соседними пирамидальными островками, оказывается меньше, чем критические размеры, при которых они трансформируются в dome. В этом случае дальнейший рост pyramid островков может идти не через их трансформацию в dome островки, а за счет их роста в одном из латеральных направлений, в котором упругое взаимодействие с соседними островками минимально. Такой рост приведет к трансформации pyramid островков с квадратным основанием в hut-кластеры с прямоугольным основанием.

Выполненные исследования показали, что при росте Ge(Si) островков на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буферах с $y=25\% \pm 5\%$ температура роста $T=630^\circ\text{C}$ является минимальной, при которой основным типом островков на поверхности остаются dome наноостровки (рис. 3.3). По аналогии со структурами на $\text{Si}(001)$ подложках, с учетом роста доли Ge в островках с понижением температуры роста, полагается, что для структур на SiGe буферах наиболее глубокая потенциальная яма для дырок реализуется именно в dome островках, сформированных при минимальных температурах, когда этот тип островков остается основным типом островков на поверхности. Поэтому в дальнейшем основное внимание было уделено параметрам и излучательным свойствам Ge(Si) островков, выращенных на $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ буферах при $T=630^\circ - 650^\circ\text{C}$.

Как и в случае роста на $\text{Si}(001)$ подложках, при росте на $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ буферах увеличение количества осажденного Ge при температурах, выше той, при которой основным типом островков на поверхности становятся hut-кластеры, ведет к постепенному переходу всех пирамидальных островков в куполообразные. Как обсуждалось в Главе 1, из-за образования канавок вокруг основания dome островков их рост в плоскости роста ограничен [26, 86, 88, 89] и увеличение объема dome островков происходит в основном за счет роста их высоты. При достижении некоторой критической высоты рост dome островков замедляется, что в случае роста на $\text{Si}(001)$ позволяет получать массивы dome островков с разбросом по размерам $< 10\%$ [26]. Аналогичные процессы, происходящие при росте dome островков на $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ буферах, дают возможность при $T=630^\circ - 650^\circ\text{C}$ также получать массив dome островков с малым разбросом по размерам (рис. 1.22b) [A18]. Необходимо отметить, что в случае роста на $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ буфере с t_{Si} подслоем толщиной 2 нм такой массив dome островков формируется при количестве осажденного Ge на 3-4 монослоя больше, чем при росте на $\text{Si}(001)$. Одной из причин этого является большая критическая толщина $2D$ роста Ge, а, следовательно, и смачивающего слоя, на $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ буфере с

таким tSi подслоем (рис. 1.21b). Это вызвано меньшим рассогласованием кристаллических решеток осаждаемого Ge и SiGe/Si(001) буфера. Уменьшение рассогласования, как обсуждалось выше, ведет к тому, что увеличиваются размеры pyramid островков, при которых они трансформируются в dome, и максимальный объем dome островков. И для достижения этого большего объема необходимо осаждение большего количества Ge.

Приведенные в этом разделе результаты показывают, что зависимость параметров Ge(Si) островков на SiGe/Si(001) буферах с tSi подслоем толщиной 2 нм от температуры осаждения Ge качественно совпадает с такой зависимостью для островков на Si(001) подложках. Основное различие между этими зависимостями проявляется в более высокой (на $\sim 50^{\circ}C$) температуре роста, при которой hut-кластеры имеющие малую высоту становятся основным типом островков на поверхности SiGe/Si(001) буферов. Меньшее рассогласование кристаллических решеток осаждаемого Ge и SiGe/Si(001) буфера приводит к тому, что для формирования на них массива dome островков с малым разбросом по размерам, необходимо осаждение большего количества Ge, чем в случае роста на Si(001).

3.2 Управление положением и шириной полосы люминесценции Ge(Si) островков за счет их встраивания между растянутыми слоями Si.

В данном разделе представлены результаты, демонстрирующие возможности управления люминесцентными свойствами Ge(Si) самоформирующихся наноостровков за счет их встраивания между тонкими слоями растянутого Si, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах. Схематическое изображение исследованных структур вместе с ПЭМ снимком части структуры, выращенной методом МПЭ, представлено на рисунке 3.4. Отличие структур для люминесцентных исследований от структур, исследованных в предыдущем разделе, было в наличии покровного слоя над островками, который состоял из тонкого слоя растянутого Si и

ненапряженного SiGe слоя толщиной 100 нм (рис. 3.4). Таким образом, Ge(Si) островки оказываются заключены между тонкими слоями Si, испытывающими деформацию растяжения. Далее для краткости для Ge(Si) островков, заключенных между слоями растянутого Si (tSi), будет использоваться обозначение «Ge(Si)/tSi островки». Температура роста покровного слоя совпадала с температурой формирования островков.

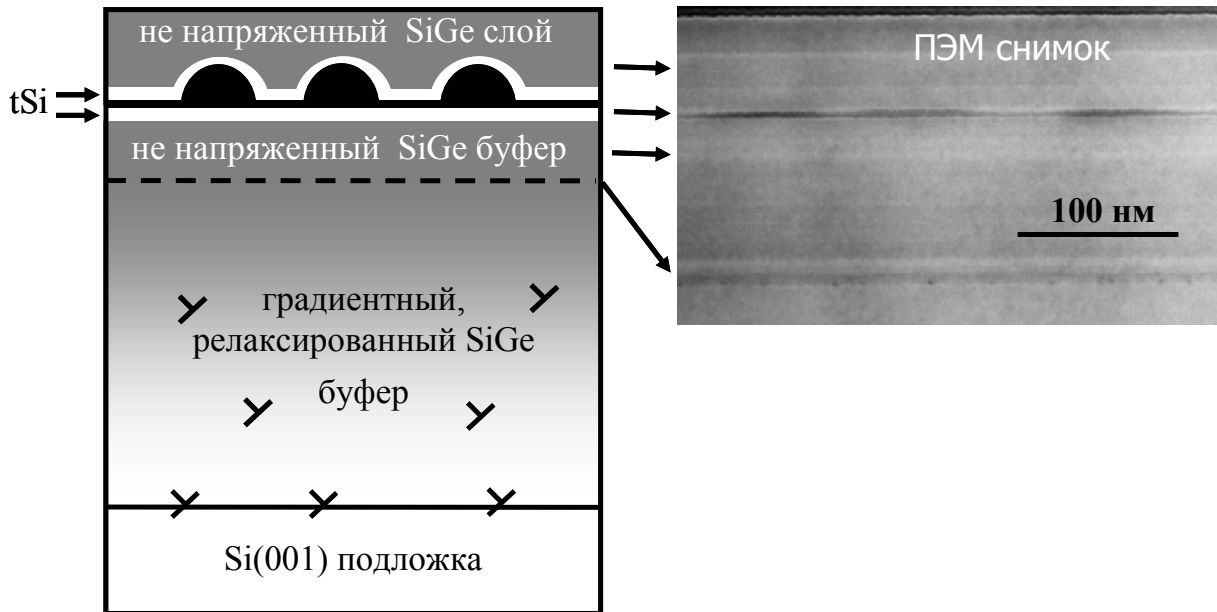


Рисунок 3.4. Слева - схематическое изображение структур с Ge(Si)/tSi островками, используемых для люминесцентных исследований. Пунктирная линия отделяет часть структуры, выращенной МПЭ, от релаксированного SiGe/Si(001) буфера. Символами схематично показано расположение дислокаций несоответствия в буфере. Справа - ПЭМ снимок части структуры, выращенной методом МПЭ. Снимок сделан Н.Д. Захаровым (Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Halle/Saale, Germany).

Отличительной чертой Ge(Si)/tSi островков является то, что они выращены не на монокристаллической подложке, имеющей низкую концентрацию дефектов кристаллической решетки во всем ее объеме, а на релаксированном SiGe/Si(001) буфере, который содержит дефектные области с дислокациями несоответствия. При росте SiGe/Si(001) буферов со ступенчатым градиентом состава такие области располагаются на гетерогранице между Si подложкой и первым SiGe слоем, а также на границе

SiGe слоев с разным содержанием Ge (рис. 3.4). В используемых SiGe/Si(001) буферах ближайшая такая граница располагалась на расстоянии 1-2 мкм от поверхности буфера.

Наличие дефектных областей в глубине SiGe/Si(001) буфера необходимо учитывать при исследовании люминесцентных свойств Ge(Si)/tSi островков. В частности, использование для оптической накачки структур с Ge(Si)/tSi островками лазеров с $\lambda \sim 500$ нм, которые применялись для исследования ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков (см. Главу 2), приводит к тому, что в спектрах ФЛ структур с Ge(Si)/tSi островками кроме сигнала от самих островков наблюдаются интенсивные линии, связанные с излучательной рекомбинацией носителей заряда на дислокация в дефектных областях SiGe/Si(001) буфера [A17, A59, A76, A90]. Наличие линии дефектной ФЛ обусловлено тем, что коэффициент поглощения для излучения с $\lambda \sim 500$ нм в Si и SiGe сплаве с невысокой долей Ge составляет $\alpha \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$. В результате характерная длина проникновения такого излучения в структуры с Ge(Si)/tSi островками сравнима с глубиной залегания дефектных областей SiGe/Si(001) буфера. Таким образом, при использовании оптической накачки с $\lambda \sim 500$ нм носители заряда генерируются не только в области с Ge(Si)/tSi островками, но и в дефектных областях SiGe/Si(001) буфера.

Наличие линий дефектной люминесценции в спектрах ФЛ структур с Ge(Si)/tSi островками значительно затрудняет анализ люминесцентных свойств самих островков. Поэтому для исследования излучательных свойств Ge(Si)/tSi островков использовалось более коротковолновое ($\lambda = 325$ нм) излучение HeCd лазера. Для длины волны $\lambda = 325$ нм коэффициент поглощения в исследованных структурах составляет $\alpha \sim 10^6 \text{ см}^{-2}$, что дает глубину его поглощения ~ 10 нм. Это меньше толщины покровного слоя над Ge(Si)/tSi островками. То есть все излучение HeCd лазера поглощается в покровном слое. В результате в спектрах ФЛ структур с Ge(Si)/tSi островками, полученных при возбуждении этим лазером, отсутствуют линии дефектной люминесценции [A17].

Как было показано в Главе 2, сигнал ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков может наблюдаться и в области энергий, меньших ширины запрещенной зоны объемного Ge. В связи с этим, при исследовании ФЛ структур с Ge(Si)/Si(001) островками кроме Ge детектора использовались детекторы на основе InSb и InGaAs, имеющие более длинноволновую границу рабочего диапазона. Большинство измерений спектров ФЛ выполнено при 77К.

3.2.1. Влияние температуры роста на люминесценцию Ge(Si)/tSi островков

На первом этапе было исследовано влияние температуры роста Ge(Si)/tSi островков на их люминесценцию. Для этого в диапазоне температур роста $T=600^0 - 700^0\text{C}$ была выращена серия структур с толщиной tSi слоя под островками $d_{\text{bot}}=2$ нм и tSi слоя над островками $d_{\text{top}}=2$ нм. Для всех выращенных структур в спектрах наблюдался один пик ФЛ, который связывается с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией между дырками, локализованными в Ge(Si) островках, и электронами, находящимися в тонких растянутых Si слоях над и под островками (рис. 3.1b). Исследования структур показали немонотонную зависимость положения пика ФЛ от островков от температуры роста (рис. 3.5) [A19, A20, A22]. Для температур роста $T \geq 630^0\text{C}$, при которых основным типом Ge(Si)/tSi островков на поверхности являются dome наноструктуры (рис. 3.3), положение пика ФЛ от островков монотонно сдвигается в область меньших энергий с уменьшением температуры роста (рис. 3.5). Как и в случае Ge(Si)/Si(001) островков причиной этого смещения является рост доли Ge в островках с понижением T роста. Для Ge(Si) островков, выращенных как на Si(001) так и на SiGe/Si(001) буферах, это ведет к росту глубины потенциальной ямы для дырок в островках и, как следствие, уменьшению энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода (рис. 3.1). При этом из-за относительно большой высоты Ge(Si)/tSi dome островков, даже выращенных при самой низкой температуре, когда они остаются

основным типом островков на поверхности, можно пренебречь влиянием размерного квантования на положение энергетических уровней дырок в них.

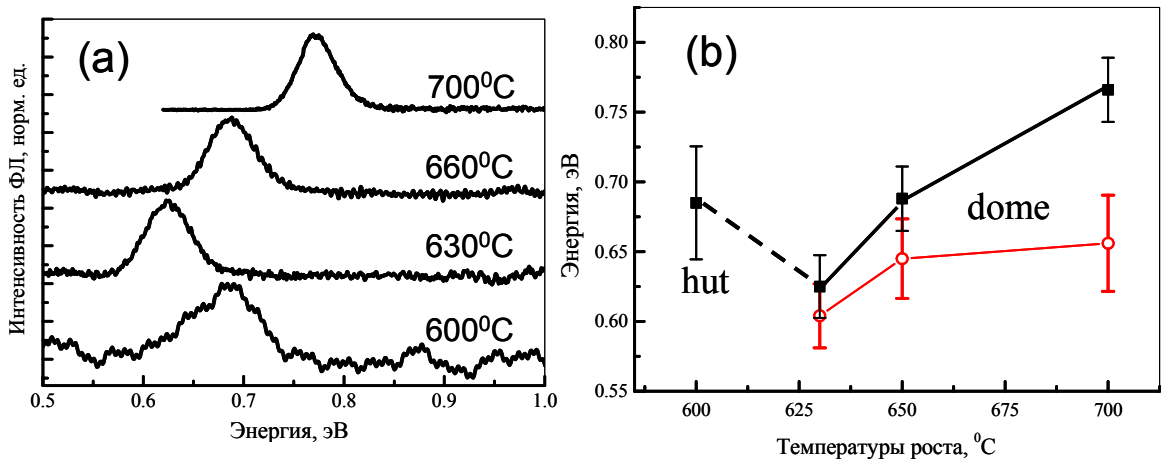


Рис. 3.5. а) – нормированные спектры ФЛ структур с Ge(Si)/tSi островками, выращенными при различных температурах и заключенных между tSi слоями толщиной 2 нм. Температура роста структур указана рядом с соответствующим спектром. Спектры измерены при 77К с использованием для накачки излучения HeCd лазера мощностью 1мэВ. Спектр структуры, выращенной при $T=700^{\circ}\text{C}$, измерен с помощью Ge детектора, а остальных структур – с помощью InSb детектора. б) зависимость положения (символы) и ширины пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков на его полувысоте (вертикальные линии) от температуры роста для структур с tSi слоями толщиной 2 нм (черные символы и линии) и 3 нм (красные символы и линии). На рисунке подписями обозначены области ФЛ островков различного типа (dome и hut).

Но кроме состава на положение пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков может оказывать влияние еще и положение энергетических уровней электронов в tSi слоях над и под островками. Увеличение температуры роста может стать причиной их более сильного диффузионного размытия при росте структуры, что при фиксированной толщине осажденных tSi слоев приведет к уменьшению их реальной толщины. Следствием этого станет смещение уровней размерного квантования электронов в этих слоях к уровню зоны проводимости окружающей SiGe матрицы и рост энергии непрямого оптического перехода (рис. 3.1). Для проверки этой гипотезы при $T \geq 630^{\circ}\text{C}$ была выращена серия структур, в которой Ge(Si) dome островки были заключены между tSi слоями толщиной $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=3$ нм. Смещение пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков при понижении температуры роста с $T=700^{\circ}\text{C}$ до

$T=630^{\circ}\text{C}$ для этой серии структур оказалось заметно меньше, чем для серии структур с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=2$ нм: 70-75 мэВ для $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=3$ нм по сравнению с 140-150 мэВ для $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=2$ нм (рис. 3.5b) [A20]. Этот факт обусловлен тем, что при одинаковом диффузионном размытии оно оказывает более сильное влияние на положение энергетических уровней электронов в более тонких tSi слоях.

Таким образом, проведенные исследования показали, что на положение пика ФЛ от Ge(Si)/tSi dome островков оказывает влияние их состав и диффузионное размытие tSi слоев над и под островками. При понижении температуры роста увеличение доли Ge в островках и подавление диффузионного размытия tSi слоев ведут к уменьшению энергии непрямого оптического перехода и, как следствие, заметному смещению пика ФЛ от Ge(Si)/tSi островков в область меньших энергий (рис. 3.5).

При понижении температуры роста с $T=630^{\circ}\text{C}$ до $T=600^{\circ}\text{C}$ наблюдается существенный сдвиг пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков в сторону больших энергий и увеличение его ширины (рис. 3.5). Как и в случае Ge(Si)/Si(001) островков сдвиг пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков вызван изменением типа островков на поверхности с dome на hut, происходящем для Ge(Si) островков на SiGe/Si(001) релаксированных буферах в диапазоне температур роста $T=600^{\circ} - 630^{\circ}\text{C}$ (рис. 4.3) [A19, A20, A22]. Существенно меньшая высота hut кластеров по сравнению с dome наноостровками приводит к «выталкиванию» из-за квантоворазмерных эффектов энергетических уровней дырок в них к валентной зоне окружающей SiGe матрицы. Этот эффект, который ведет к росту энергии непрямого оптического перехода, оказывается для hut кластеров более существенным, чем рост доли Ge в островках и подавление диффузионного размытия tSi слоев с понижением температуры роста, в результате которых энергия непрямого оптического перехода должна увеличиваться.

Увеличение ширины пика ФЛ от Ge(Si)/tSi островков при изменении их типа связывается с различным разбросом по размерам островков разного типа. Как было показано выше, в исследованных структурах с Ge(Si)/tSi dome

островками их разброс по размерам мал и составляет порядка $\sim 10\%$ [A17]. В результате ширина пика ФЛ на его полувысоте (FWHM) для Ge(Si)/tSi dome островков в серии структур с толщиной tSi слоев $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=2$ нм составляет FWHM=45-50 мэВ (рис. 3.5b). Разброс по размерам hut-кластеров значительно больше, чем dome островков (сравни рис. 3.3 и рис. 1.22b). Кроме этого, как было показано выше, размер hut-кластеров оказывает более существенное влияние на положение энергетических уровней дырок в них. Эти факторы приводят к тому, что ширина пика ФЛ Ge(Si)/tSi hut-кластеров увеличивается до FWHM ~ 80 мэВ [A19, A20, A22].

3.2.2. Управление спектральным положением сигнала люминесценции Ge(Si)/tSi островков

В начале этой главы отмечалось, что одним из преимуществ встраивания Ge(Si) островков между растянутыми Si слоями может стать возможность управления глубиной потенциальной ямы для электронов на гетерогранице с островком. Это, в частности, позволит менять спектральное положение сигнала ФЛ островков. Косвенно на зависимость энергии оптических переходов в Ge(Si)/tSi островках от положения энергетических уровней электронов в tSi слоях указывает продемонстрированная выше разная температурная зависимость положения пика ФЛ от dome островков в структурах с разной толщиной tSi слоев (рис. 3.5b). Для однозначного установления возможности изменения положения сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков за счет изменения толщин tSi подслоев была выращена серия структур, в которой Ge(Si) dome островки с малым разбросом по размерам, сформированные при $T=650^0 - 660^0\text{C}$, встраивались между tSi слоями разной толщины. Толщина tSi слоев варьировалась в диапазоне $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=0-3$ нм.

Спектры ФЛ структур этой серии продемонстрировали существенную зависимость положения сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островках от толщины tSi слоев (рис. 3.6a) [A19, A20, A21, A62, A84]. Эту зависимость для всей исследованной серии нельзя объяснить сильной зависимостью параметров

Ge(Si) островков от толщины tSi подслоя, так как, как было показано в Главе 1 и выше в настоящей Главе, такая зависимость есть только для структур с $d_{\text{bot}} \leq 1$ нм. Из спектров ФЛ видно (рис. 3.6а), что за счет изменения толщины tSi слоев в достаточно узком диапазоне $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=0\div 3$ нм можно реализовать смещение сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков в пределах области шириной ~ 200 мэВ, что заметно больше, чем удается достигнуть за счет изменения их температуры роста (рис. 3.5).

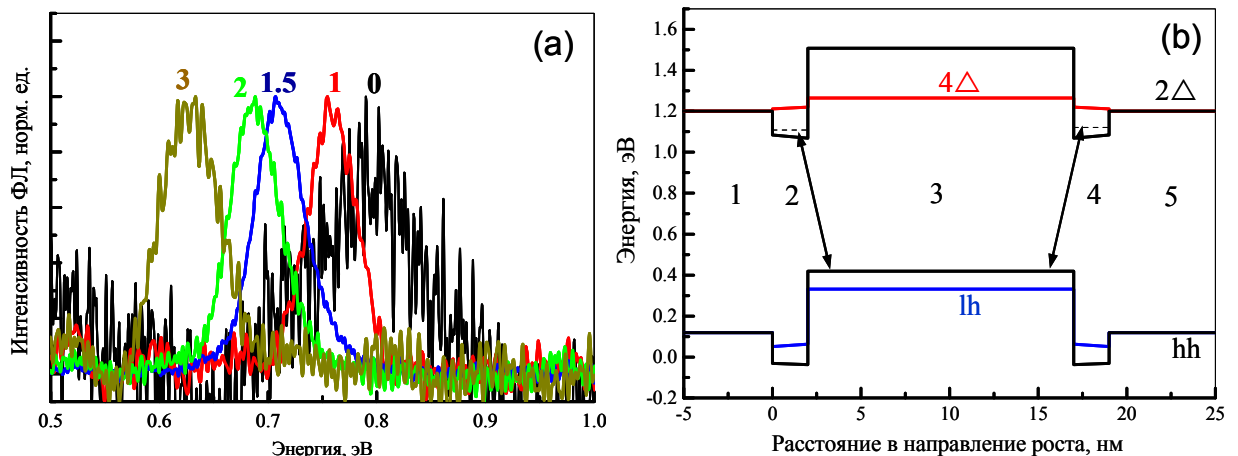


Рис. 3.6. а) – нормированные спектры ФЛ структур с Ge(Si)/tSi островками, выращенными при 650°C и заключенными между слоями tSi различной толщины. Толщина tSi слоев над и под островками указана рядом с соответствующим спектром. Спектры измерены при 77K . б) – рассчитанная зонная диаграмма Ge(Si)/tSi островков, выращенных при 650°C на $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ буфере с долей Ge $y=22\%$ и заключенных между слоями tSi $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=2$ нм. Доля Ge в островках принималась равной $x=65\%$, а степень релаксации упругих напряжений в них – 10% . Цифрами отмечены области, соответствующие ненапряженному SiGe буферу (1), tSi слою под островками (2), островку (3), tSi слою над островками (4) и ненапряженному SiGe покровному слою (5). Стрелками показаны непрямые оптические переходы на верхней и нижней гетерогранице островка.

Сдвиг сигнала ФЛ от Ge(Si)/tSi островков в область меньших энергий при увеличении толщины tSi подслоев обусловлен в основном изменением положения энергетических уровней электронов в этих слоях над и под островками. Это предположение подтверждается расчетами зонной диаграммы структур с Ge(Si)/tSi островками. Как и в случае расчетов зонной структуры Ge(Si)/Si(001) островков (см. Главу 2), Ge(Si)/tSi островки

аппроксимировались упругонапряженным слоем. Эта аппроксимация обоснована тем, что латеральный размер зарощенных Ge(Si)/tSi островков значительно больше их размера в направлении роста (см. ПЭМ снимок на рис. 3.4). Наиболее существенную неопределенность в расчеты зонной диаграммы Ge(Si)/tSi островков дает отсутствие данных о составе и деформации зарощенных островков. По аналогии с Ge(Si)/Si(001) островками полагалось, что доля Ge в зарощенных Ge(Si)/tSi островках на 10–15 % меньше, чем в островках без покровного слоя. При этом предположении доля Ge в зарощенных Ge(Si)/tSi островках, выращенных при $T=650^{\circ}\text{C}$ – 660°C , при расчетах принималась равной $65\% \pm 5\%$. Как и для Ge(Si)/Si(001) островков, доля упругих напряжений, релаксированных в зарощенных Ge(Si)/tSi островках, принималась равной 10–20%. Полагалось, что несмотря на уменьшение размеров Ge(Si)/tSi dome островков при их зарощивании, их размер в направлении роста остается больше 10 нм, а, следовательно, квантоворазмерные эффекты оказывают слабое влияние на положение энергетических уровней дырок в островках.

Результаты расчета зонной диаграммы Ge(Si)/tSi островков, выращенных при 650°C на SiGe/Si(001) буфере с долей Ge 22% и заключенных между tSi слоями с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=2$ нм, с использованием отмеченных приближений и допущений, представлены на рисунке 3.6b. Согласно рассчитанной диаграмме энергия непрямых оптических переходов для данной структуры должна составлять 0.7 эВ, что, с учетом сделанных допущений, хорошо совпадает с экспериментальным положением пика ФЛ, максимум которого находится на 0.69 эВ (рис. 3.6). В пределах сделанных допущений о составе и степени релаксации зарощенных Ge(Si)/tSi островков такое же достаточно хорошее согласие между рассчитанной энергией непрямого оптического перехода и положением пика ФЛ достигается и для структур с другими толщинами tSi слоев.

Таким образом, результаты, представленные на рисунке 3.6a, хорошо демонстрируют, что изменение только толщины tSi подслоев в структурах с

Ge(Si)/tSi островками позволяет контролируемым образом менять положение сигнала ФЛ островков в довольно широком спектральном диапазоне. При этом для структур с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=3$ нм сигнал ФЛ от Ge(Si)/tSi островков наблюдается в области энергий, меньших 0.6 эВ (или длин волн > 2 мкм) (рис. 3.6а). Эти энергии значительно меньше, чем энергии, при которых наблюдается сигнал ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков (см. рис. 2.6). По мнению автора, энергетическое положение сигнала ФЛ от Ge(Si)/tSi островков с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=3$ нм, является минимальной энергией, на которой наблюдается связанный с межзонными переходами сигнал люминесценции в SiGe гетероструктурах (не считая локально растянутые Ge микроструктуры) [198]. Возможность смещения сигнала люминесценции Ge(Si)/tSi островков в область длин волн заметно больших, чем 1.55 мкм, важна в связи с развитием в последние годы направления кремниевой фотоники среднего инфракрасного диапазона [199-201]. Ожидается, что расширение рабочего диапазона устройств кремниевой фотоники в этот спектральный диапазон позволит значительно расширить пропускную способность оптических каналов связи [199] и откроет возможности по созданию дешевых сенсоров и детекторов широкого спектра химических и биологических веществ в медицинских целях и устройствах безопасности [200, 201].

На рисунке 3.6а хорошо виден более высокий уровень шума для спектра ФЛ структуры без tSi слоев, в которой Ge(Si) островки выращены непосредственно на релаксированном SiGe/Si(001) буфере. Это обусловлено тем, что интенсивность сигнала ФЛ от этой структуры была значительно ниже, чем в структурах с tSi слоями. Малая интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si) островков на SiGe/Si(001) буфере без tSi слоев связывается в первую очередь со слабой локализацией электронов на гетерогранице с островком в таких структурах. Во-первых, это вызвано отсутствием tSi слоев, которые являются глубокой потенциальной ямой для электронов. Во-вторых, из-за меньшего рассогласования кристаллических решеток островка и матрицы в случае роста на SiGe/Si(001) буферах уменьшается величина деформации

растяжения матрицы на гетерогранице с островком. Слабая пространственная локализация электронов вблизи островков приводит к росту вероятности их безызлучательной рекомбинации на дефектах структуры, которыми, в случае роста на релаксированных буферах, могут выступать прорастающие дислокации.

3.2.3. Управление шириной линии люминесценции Ge(Si)/tSi островков

Кроме существенного увеличения интенсивности сигнала ФЛ при встраивании Ge(Si) островков между слоями tSi наблюдается и заметное уменьшение ширины линии ФЛ от островков (рис. 3.6а). При этом ширина линии ФЛ от Ge(Si)/tSi dome островков, характеризующихся малым разбросом по размерам, в структурах с равными толщинами tSi слоев над и под островками ($d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}$) лежит в диапазоне FWHM=45 – 60 мэВ (рис. 3.5 и 3.6а). Эти значения заметно меньше, чем ширина сигнала ФЛ от пространственно неупорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков, которая больше 80 мэВ (см. Главу 2). В различных исследованиях большую ширину сигнала ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков связывают или с разбросом параметров островков и неоднородностью распределения состава и упругих напряжений в них [8, 202] или наличием в этом сигнале перекрывающихся линий от переходов с участием и без участия фононов [77, 203]. Кроме этого на ширину сигнала ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков значительное влияние оказывает мощность оптической накачки, при росте которой происходит уширение сигнала ФЛ островков за счет заполнения дырками возбужденных энергетических уровней в островках [185] и/или искривления энергетических зон вследствие кулоновских эффектов [77].

Меньшую ширину сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi dome островков по сравнению с сигналом ФЛ Ge(Si)/Si(001) dome островков нельзя объяснить различием в разбросе параметров этих островков, так как в обоих случаях разброс по размерам составлял ~10%. Также различие в ширине сигналов ФЛ островков нельзя связать с используемым для оптической накачки Ge(Si)/tSi островков

излучением УФ лазера, так как различие в ширине сигналов ФЛ Ge(Si)/tSi и Ge(Si)/Si(001) островков сохраняется и при использовании УФ лазера для оптической накачки Ge(Si)/Si(001) островков [A21, A94].

Основной причиной меньшей ширины пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков является преобладание в нем сигнала, связанного только с одним типом оптического перехода - без участия фононов [A21, A34, A35]. Хорошо известно, что в сигнале ФЛ от GeSi квантовых ям присутствуют пики, связанные с оптическими переходами без участия фононов и с участием различных (Si-Si, Ge-Si, Ge-Ge) поперечных акустических (ТА) и оптических (ТО) фононов (см. например [8]). В спектрах ФЛ квантовых ям SiGe эти пики достаточно хорошо отделены друг от друга. При этом минимальная полоса ФЛ GeSi квантовых ям (энергетическое расстояние между высокоэнергетичным пиком, связанным с оптическим переходом без участия фонона, и самым низкоэнергетичным пиком, связанным с оптическим переходом с участием фонона) составляет ~60 мэВ и определяется энергией ТО фонона в кремнии (58 мэВ, [204]). В спектрах же ФЛ структур с Ge(Si)/Si(001) островками из-за разброса островков по размерам и/или неоднородности распределения состава и упругих напряжений в них пики ФЛ, связанные с различными оптическими переходами, уширяются и перекрываются между собой. Это и является одной из причин того, что сигнал ФЛ от пространственно неупорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков представляет собой полосу шириной не менее 70 мэВ, в которой некоторые группы выделяют особенности, связанные с переходами с участием и без участия фонона [77, 203].

Значительное уменьшение разброса параметров Ge(Si)/Si(001) островков за счет их пространственного упорядочения позволяет более четко выделить в сигнале ФЛ островков линии, связанные с различными оптическими переходами [205]. Несмотря на то, что ширина каждой из этих линий ФЛ для упорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков значительно меньше, чем для неупорядоченных, эти линии для массива упорядоченных островков

сливаются в одну полосу шириной более 100 мэВ [205]. Полностью разделить сигналы ФЛ, связанные с оптическими переходами с участием и без участия фононов, удалось только при исследовании излучательных свойств отдельного Ge(Si)/Si(001) островка [206]. При низких температурах (40К) и малом уровне оптической накачки ширина пика ФЛ без участия фононов от отдельного Ge(Si)/Si(001) островка достигала всего FWHM=16 мэВ [206]. Но присутствие в сигнале ФЛ Ge(Si)/Si(001) островка также и пика ФЛ, связанного с оптическим переходом с участием ТО фонона, практически не уменьшала суммарную спектральную ширину сигнала ФЛ отдельного островка по сравнению с сигналом ФЛ от массива пространственно упорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков [206]. Таким образом, минимальная ширина сигнала ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков во многом определяется присутствием в нем пиков ФЛ от различных оптических переходов.

Как было указано выше, заметно меньшая ширина сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков по сравнению с сигналом от Ge(Si)/Si(001) островков связывается с преобладанием в сигнале ФЛ Ge(Si)/tSi островков только пика, связанного с оптическим переходом без участия фононов [A21, A34, A35]. В начале данной Главы отмечалось, что значительное возрастание вклада бесфононного перехода в общий сигнал ФЛ наблюдалось для структур, выращенных на SiGe/Si(001) буферах и содержащих слои с разным знаком деформации: сжатые SiGe и растянутые Si слои (sSiGe/tSi структуры) [193, 194]. Зонная диаграмма этих структур аналогична зонной диаграмме Ge(Si)/tSi островков на одной из их гетерограниц (рис. 3.6b). Рост вероятности оптического перехода без участия фонона в SiGe гетероструктурах, в которых оба носителя заряда пространственно локализованы вблизи гетерограницы связывается с их эффективным рассеянием на ней.

Можно отметить, что в работах [193, 194] в спектрах ФЛ sSiGe/tSi структур с тонкими слоями кроме бесфононного пика ФЛ наблюдались более

слабые по интенсивности пики, связанные с оптическими переходами с участием различных фононов. В сигнале же ФЛ Ge(Si)/tSi островков наблюдается только один пик, ширина которого не позволяет предположить, что он состоит из сигналов от оптических переходов различной природы: с участием и без участия фононов (рис. 3.6а). Полагается, что наличие только бесфононного пика в сигнале ФЛ Ge(Si)/tSi островков обусловлено тем, что, в отличие от планарных sSiGe/tSi структур с тонкими слоями, в структурах с островками реализуется эффективная пространственная локализация во всех трех направлениях для одного из типов носителей заряда - дырок.

Расчеты зонной диаграммы (рис. 3.6б) и приведенные выше аргументы позволяют связать наблюдаемый сигнал ФЛ от Ge(Si)/tSi островков только с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом без участия фонона между дырками, локализованными в островках, и электронами, локализованными в tSi слоях. Из зонной диаграммы Ge(Si)/tSi островков видно (рис. 3.6б), что, в принципе, таких переходов может быть два: с участием электрона из tSi слоя под островком или электрона из tSi слоя над островком. В структурах с одинаковыми толщинами tSi слоев над и под островками эти переходы нельзя выделить в общем сигнале ФЛ островков (рис. 3.6а). Но это можно сделать в структурах, в которых толщина tSi слоя под островками (d_{bot}) отличается от толщины tSi слоя над островками (d_{top}) (рис. 3.7) [A17, A18]. При сравнении спектров ФЛ структур с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=2$ нм и $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=3$ нм, с одной стороны, и структуры с неравными толщинами tSi слоев над и под островками ($d_{\text{bot}}=3$ нм, $d_{\text{top}}=2$ нм), с другой стороны, видно, что ширина сигнала ФЛ от Ge(Si)/tSi островков в структуре с $d_{\text{bot}} \neq d_{\text{top}}$ (FWHM~100 мэВ) гораздо больше, чем в структурах с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}$ (FWHM~60 мэВ) (рис. 3.7). При этом сигнал ФЛ структуры с $d_{\text{bot}}=3$ нм и $d_{\text{top}}=2$ нм спектрально перекрывает область люминесценции структуры с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=2$ нм и $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=3$ нм. Это позволяет предположить, что в сигнале ФЛ при 77 К от Ge(Si)/tSi островков с $d_{\text{bot}}=3$ нм и $d_{\text{top}}=2$ нм присутствуют два спектрально разнесенных сигнала, связанные с оптическими переходами на верхней и

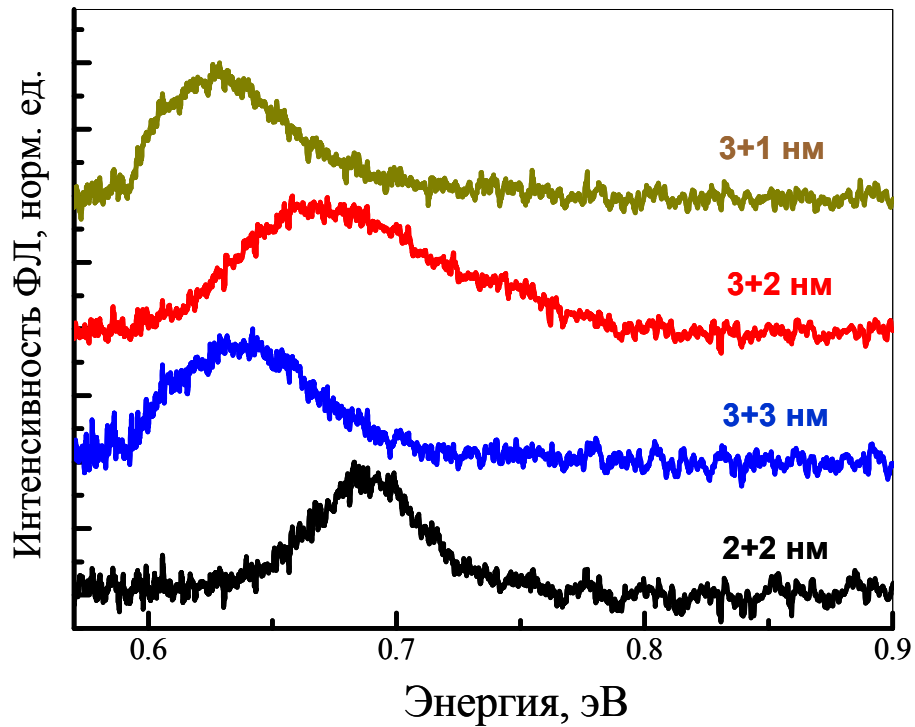


Рис. 3.7. Нормированные спектры ФЛ от Ge(Si)/tSi островков с различной толщиной tSi слоев над и под островками. Толщины tSi слоев указаны рядом с соответствующим спектром (первая цифра – толщина d_{bot} , вторая – d_{top}). Спектры измерены при 77К с использованием InGaAs детектора.

нижней границе островка [A17, A18, A21]. Различие в энергии этих переходов вызвано различием в положении энергетических уровней электронов в tSi слоях разной ширины. Расчеты зонной диаграммы показывают, что для структуры с номинальной толщиной tSi слоев $d_{\text{bot}}=3$ нм и $d_{\text{top}}=2$ нм разница в положении энергетических уровней электронов в этих слоях составляет ~ 30 мэВ. Это значение близко к разнице в ширинах сигналов ФЛ структуры с $d_{\text{bot}}=3$ нм и $d_{\text{top}}=2$ нм и структур с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}$.

В тоже время анализ сигнала ФЛ, измеренного при 77К, от структуры, в которой толщина одного из tSi слоев значительно больше другого ($d_{\text{bot}}=3$ нм, $d_{\text{top}}=1$ нм) показывает, что его спектральное положение и ширина мало отличаются от параметров сигнала ФЛ структуры с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}=3$ нм (рис. 3.7). Этот факт объясняется тем, что при достаточно высокой температуре измерения и значительной разнице в энергетическом положении уровней размерного квантования в tSi слоях над и под островками основная часть

электронов находится на уровнях с меньшей энергией, то есть в tSi слоях с большей толщиной. При 77К электроны из tSi слоя с $d_{\text{top}}=1$ нм имеют достаточную термическую энергию, чтобы покинуть этот слой. Этому способствует диффузионное размытие tSi слоев над островками, которое приводит к уменьшению их реальной толщины по сравнению с номинально осажденной (см. ниже). Электроны, покинувшие тонкий tSi слой в результате термической эмиссии переходят на более глубокие энергетические уровни в более толстом слое tSi под островком или безызлучательно рекомбинируют на дефектах матрицы [A61, A62]. Поэтому в спектре ФЛ структуры с $d_{\text{bot}}=3$ нм и $d_{\text{top}}=1$ нм, измеренном при 77К, доминирует только один сигнал, связанный с рекомбинацией дырок из островка и электронов, находящихся в tSi слое с $d_{\text{bot}}=3$ нм под островком (рис. 3.7).

Приведенные рассуждения подтверждаются анализом влияния температуры измерения в области $T>70\text{K}$ на сигнал ФЛ структуры с $d_{\text{bot}}=3$ нм и $d_{\text{top}}=2$ нм, который показал заметное (с $\text{FWHM}\sim 100$ мэВ до $\text{FWHM}\sim 70$ мэВ) уменьшение ширины этого сигнала при повышении температуры измерения с 70К до 120–130К. Это уменьшение происходит за счет падения интенсивности высокоэнергетического плеча сигнала ФЛ структуры с $d_{\text{bot}}=3$ нм и $d_{\text{top}}=2$ нм, которое связывается с оптическим переходом с участием электронов из более тонкого tSi слоя с $d_{\text{top}}=2$ нм. Падение интенсивности сигнала ФЛ, обусловленного оптическим переходом с участием электронов из более тонкого tSi слоя с $d_{\text{top}}=2$ нм, как и в случае со структурой с $d_{\text{top}}=1$ нм, обусловлено термической эмиссией электронов из этого слоя в окружающую матрицу. Более высокая температура, при которой происходит изменение спектра ФЛ структуры с $d_{\text{bot}}=3$ нм и $d_{\text{top}}=2$ нм, связываемое с термической эмиссией электронов из более тонкого tSi слоя, по сравнению со структурой с $d_{\text{bot}}=3$ нм и $d_{\text{top}}=1$ нм, вызвано ростом глубины потенциальной ямы для электронов в tSi слоях при увеличении их толщины.

Как отмечалось выше, в структурах с номинально равными толщинами tSi слоев над и под островками в суммарном сигнале ФЛ нельзя выделить

сигналы, связанные с оптическими переходами на верхней и нижней гетерогранице Ge(Si)/tSi островка. Однако можно предположить, что в структурах с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}$ энергии этих переходов будут различны. В первую очередь это может быть вызвано более сильным диффузионным размытием покровного tSi слоя при заращивании островков при используемых высоких температурах роста. В Главе 1 обсуждалось сильное изменение параметров Ge(Si)/Si(001) островков, происходящее в результате диффузионных процессов в процессе их заращивания Si [128-131]. Сравнение АСМ снимков незарощенных Ge(Si)/tSi островков (рис. 3.3) и ПЭМ снимков зарощенных островков (рис. 3.4а) показывает, что аналогичные процессы происходят и при заращивании Ge(Si)/tSi островков. Это позволяет предположить, что при номинально одинаковой осажденной толщине tSi слоев под и над островками реальная толщина tSi слоя над островками будет меньше, чем под островками. Это предположение подтверждается ПЭМ снимками структур с зарощенными Ge(Si)/tSi островками, на которых tSi слой под островками более четко различим, чем tSi слой над островками.

Различная реальная ширина tSi слоев над и под островками в структурах с $d_{\text{bot}}=d_{\text{top}}$ должна приводить к уширению сигнала ФЛ от Ge(Si)/tSi островков в этих структурах за счет различия в энергиях оптических переходов над и под островками. Для проверки этой гипотезы была выращена серия структур с фиксированной толщиной tSi слоя под островками $d_{\text{bot}}=1.5$ нм и различной толщиной покровного tSi слоя. Анализ зависимости ширины пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков от разницы в толщинах tSi слоев над и под островками $\Delta_{\text{tSi}}=d_{\text{top}}-d_{\text{bot}}$ показал, что минимум этого параметра наблюдается не при значении $\Delta_{\text{tSi}}=0$, а при $\Delta_{\text{tSi}}\sim 0.8$ нм (рис. 3.8а) [А34, А35, А94]. Полагается, что именно на такое значение при используемой температуре роста $T=650-660^{\circ}\text{C}$ диффузионное размытие tSi слоя над островками больше, чем под островками. Осаждение tSi слоя над островками толщиной на ~ 0.8 нм больше чем под островками позволяет компенсировать это размытие и добиться близкого положения энергетических уровней электронов в tSi слоях над и

под островками. В результате энергии оптических переходов на верхней и нижней границах островка становятся близки, что, как следствие ведет к уменьшению суммарной ширины сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков (рис. 3.8a) [A34, A35, A94]. В этом случае при оптической накачке HeCd лазером мощностью 1 мВт при 77К ширины пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков для структуры с $\Delta_{tSi}=0.8$ нм составляет FWHM~45 мэВ (рис. 3.8a). Понижение температуры измерения до 20К уменьшает это значение до FWHM~30 мэВ (рис. 3.8a).

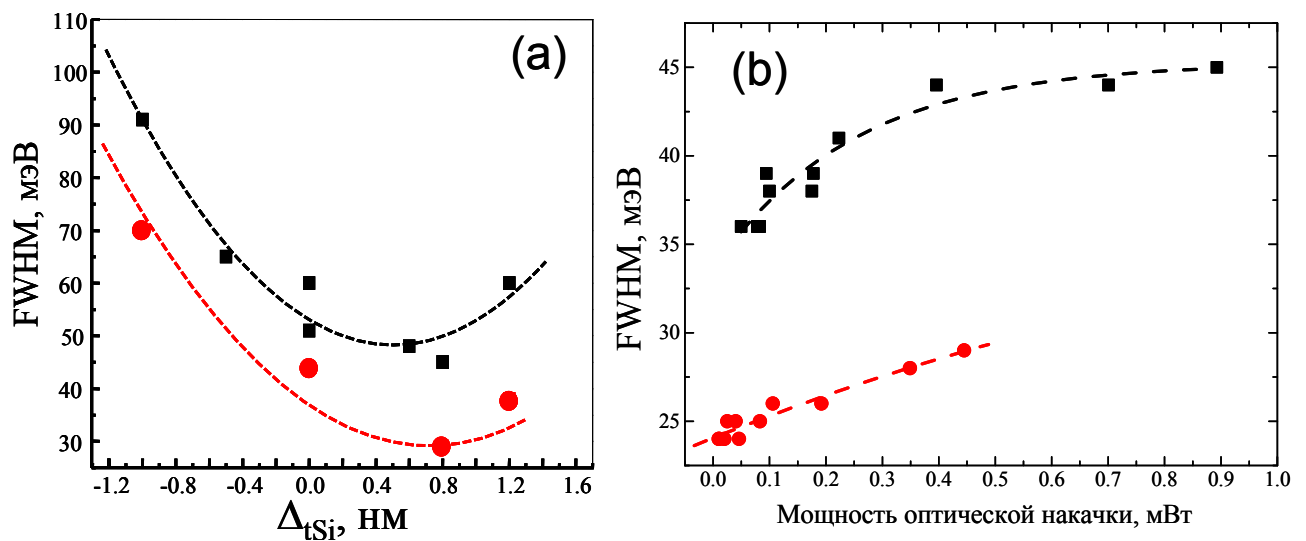


Рис. 3.8 а) Зависимость при температуре 77К (■) и 20К (●) ширины пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков на его полувысоте от разницы между толщинами tSi слоями над и под островками. б) Зависимость при температуре 77К (■) и 20К (●) ширины пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков на его полувысоте от мощности оптической накачки для структуры с $\Delta_{tSi}=0.8$ нм. Для всех структур толщина tSi под островками была $d_{bot}=1.5$ нм.

Выше обсуждалось, что ширина пика ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков увеличивается с ростом мощности оптической накачки из-за заполнения дырками возбужденных уровней в островках и искривления энергетических зон вследствие кулоновских эффектов [77, 185, 205, 206]. Такие же эффекты наблюдаются и для сигнала ФЛ от Ge(Si)/tSi островков (рис. 3.8b). Так при 77К ширина пика ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков в структуре с $\Delta_{tSi}=0.8$ нм уменьшается с FWHM~45 мэВ до FWHM~35 мэВ при понижении мощности HeCd лазера с 1 мВт до 0.03 мВт. Уменьшение мощности оптической

накачки при низкой температуре измерения позволило для этой структуры получить сигнал ФЛ от островков с $\text{FWHM} \sim 25$ мэВ (рис. 3.8b) [A34, A35, A94].

Достигнутая минимальная ширина линии ФЛ Ge(Si)/tSi островков в $\text{FWHM} \sim 25$ мэВ сравнима с шириной бесфононного пика в спектре ФЛ массива упорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков, сформированных на структурированных подложках [205]. Для упорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков уменьшение ширины линии ФЛ достигалось за счет увеличения однородности островков по размерам, составу, упругим напряжениям и уменьшению неоднородного уширения линии ФЛ. Однако присутствие в сигнале упорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков помимо бесфононного пика с $\text{FWHM} \sim 20\text{--}30$ мэВ также пика с близкой шириной, связанного с оптическим переходом с участием фонона, значительно увеличивает ширину сигнала ФЛ от упорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков [205]. Наличие в сигнале ФЛ Ge(Si)/tSi островков только пика, связанного с бесфононным переходом, позволяет получить от них одиночный, достаточно узкий пик ФЛ.

Таким образом, достигнутые в диссертации значения ширины линии ФЛ от Ge(Si)/tSi островков на уровне $\text{FWHM} = 25\text{--}30$ мэВ являются наименьшими из наблюдаемых ранее для структур с массивами Ge(Si) самоформирующихся наноостровков. Однако это значение больше ширины бесфононного пика ФЛ от одиночного Ge(Si)/Si(001) островка [206], что связывается с разбросом параметров Ge(Si)/tSi островков. Полученная ширина линии ФЛ от Ge(Si)/tSi островков близка к ширине линии ФЛ в прямозонных структурах с квантовыми точками InAs/GaAs [207, 208]. Как известно, в прямозонных структурах наблюдаются оптические переходы без участия фононов, т.е. ширина линии ФЛ в структурах с InAs/GaAs точками определяется неоднородным уширением. Таким образом, наблюдение линии ФЛ шириной $\text{FWHM} = 25\text{--}30$ мэВ для Ge(Si)/tSi островков свидетельствует об отсутствии вклада, вносимого в сигнал ФЛ данных структур рекомбинацией носителей заряда с участием фононов.

Приведенные выше данные демонстрируют, что за счет изменения толщины tSi подслоев в структурах с Ge(Si)/tSi островками можно управлять не только положением сигнала ФЛ от островков, но и его спектральной шириной. Различие в положении и спектральной ширине сигналов ФЛ от SiGe квантовых ям, Ge(Si)/Si(001) и Ge(Si)/tSi островков наглядно демонстрирует рисунок 3.9, на котором показаны типичные спектры ФЛ для данных типов SiGe гетероструктур. Видно, что сигнал ФЛ от Ge(Si)/tSi

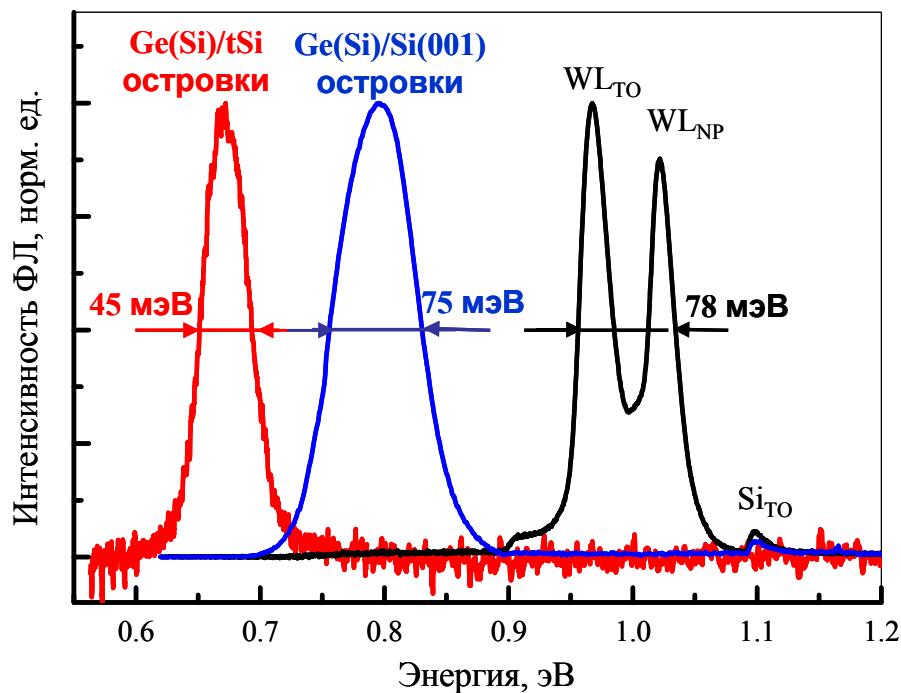


Рис. 3.9. Спектры ФЛ SiGe квантовой ямы (черный), Ge(Si)/Si(001) (синий) и Ge(Si)/tSi (красный) островков измеренные при 77К с помощью Ge (черный и синий спектры) и InGaAs (красный спектр) детекторов. На рисунке обозначены пики, связанные с рекомбинацией носителей заряда: в Si с участием ТО фонона (Si_{TO}); в SiGe квантовой яме без участия фонона (WL_{NP}) и с участием ТО фонона (WL_{TO}). Цифрами показано значение ширины сигнала ФЛ от различных типов SiGe гетероструктур на его полувысоте.

островков располагается в более низких энергиях (больших длин волн), чем сигналы ФЛ от SiGe квантовых ям и Ge(Si)/Si(001) островков, и имеет заметно меньшую ширину по сравнению с сигналом ФЛ от других типов SiGe гетероструктур. Как уже было отмечено выше, небольшая ширина сигнала ФЛ от Ge(Si)/tSi островков не позволяет разложить его на несколько пиков, расстояние между которыми соответствовало бы какому-нибудь

оптически активному фону в SiGe структурах. Таким образом, эффективная локализация электронов на гетерогранице с Ge(Si) островками, которая достигается за счет встраивания островка между тонкими, растянутыми Si слоями, выращенными на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, позволяет существенно увеличить вероятность оптической рекомбинации носителей заряда без участия фононов.

3.3. Интенсивность сигнала люминесценции Ge(Si)/tSi островков и причины его температурного гашения

С обсуждаемым выше увеличением вероятности оптических переходов без участия фононов связывается более высокая интенсивность сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков при 77К по сравнению с сигналом ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков (рис. 3.10). При одинаковых условиях оптической накачки HeCd лазером при 77К сигнал ФЛ Ge(Si)/tSi островков более чем на порядок превосходит сигнал от ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков [A17, A18, A21, A92].

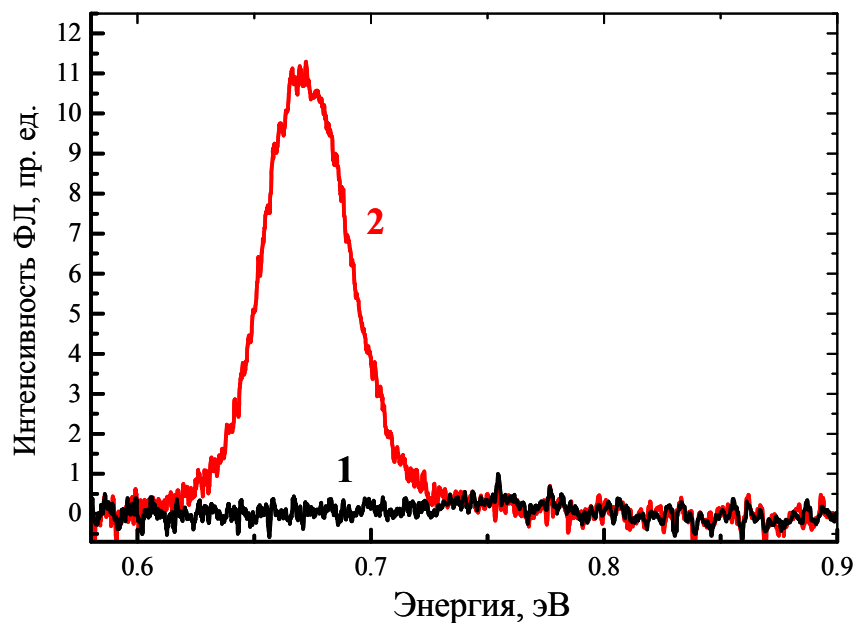


Рис. 3.10. Спектры ФЛ Ge(Si)/Si(001) (спектр 1) и Ge(Si)/tSi (спектр 2) островков, измеренные при 77К с использованием HeCd лазера для оптической накачки.

Однако, в отличие от Ge(Si)/Si(001) островков, сигнал ФЛ от Ge(Si)/tSi островков при комнатной температуре не наблюдается. Это указывает на

более сильное температурное гашение их сигнала ФЛ, которое и было выявлено при измерении спектров ФЛ Ge(Si)/tSi островков при различных температурах. Предельная температура, при которой наблюдался сигнал ФЛ от Ge(Si)/tSi островков при использовании для оптической накачки HeCd лазера, составляла 170-180 К.

При увеличении температуры измерения наблюдалось смещение сигнала ФЛ от Ge(Si)/tSi островков в область меньших энергий и уменьшение его ширины. С учетом обсужденной выше зависимости ширины сигнала ФЛ Ge(Si) островков от мощности оптической накачки, это указывает на уменьшение концентрации фотовозбужденных носителей заряда в Ge(Si)/tSi островках с ростом температуры измерения. Данное уменьшение связывается с термической эмиссией носителей заряда из островков и tSi слоев с их последующей безызлучательной рекомбинацией на дефектах структуры. Анализ зонной диаграммы Ge(Si)/tSi островков показывает, что глубина потенциальной ямы для дырок в островках гораздо больше, чем для электронов в tSi слоях (рис. 3.6b). Поэтому полагается, что температурное гашение сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков связано в основном с термической эмиссией электронов из tSi слоев.

В тоже время глубина потенциальной ямы для дырок в Ge(Si)/tSi островках меньше, чем в Ge(Si) островках, выращенных на Si(001). Это связано с двумя факторами. Во-первых, разница в содержании Ge в Ge(Si) островках и окружающей матрице (ненапряженных SiGe слоях) в случае роста на SiGe/Si(001) буферах меньше, чем в случае роста на Si(001) подложках. В результате этого разрыв в валентной зоне между островком и матрицей для Ge(Si)/tSi островков меньше, чем для Ge(Si)/Si(001). Во-вторых, ПЭМ исследования показали, что уменьшение высоты Ge(Si) островков при их заращивании сильнее выражено для Ge(Si)/tSi, чем для Ge(Si)/Si(001) островков. Это связывается с наличием растягивающих напряжений в покровном tSi слое. Перемешивание этого слоя с материалом островка приводит уменьшению упругой энергии в системе, как за счет

уменьшения растягивающих напряжений t_{Si} слоя, так и уменьшения деформации сжатия в островке. Заметное уменьшение реальной толщины покровного t_{Si} слоя по сравнению с его номинальной, осажденной, толщиной было продемонстрировано выше при исследовании люминесценции $Ge(Si)/t_{Si}$ островков с различной толщиной t_{Si} слоев над и под островками. В результате меньшей высоты заросших $Ge(Si)/t_{Si}$ dome островков квантоворазмерные эффекты в них вызывают большее смещение уровней размерного квантования дырок в островках к потолку валентной зоны матрицы, чем для $Ge(Si)/Si(001)$ dome островков. Как было указано выше, оба рассмотренных фактора приводят к уменьшению глубины потенциальной ямы для дырок в $Ge(Si)/t_{Si}$ островках по сравнению с $Ge(Si)/Si(001)$ островками, что также может быть причиной более сильного температурного гашения сигнала ФЛ $Ge(Si)/t_{Si}$ островков.

Сравнение зонных диаграмм $Ge(Si)/Si(001)$ и $Ge(Si)/t_{Si}$ островков (рис. 3.1) показывает, что в структурах с $Ge(Si)/Si(001)$ островками потенциальная яма для электронов на гетерогранице с островком имеет гораздо меньшую глубину, чем в случае $Ge(Si)$ островков, встроенных между растянутыми слоями Si . Это, казалось бы, должно приводить к сильному температурному гашению сигнала ФЛ $Ge(Si)/Si(001)$ островков из-за термической эмиссии электронов из этой не глубокой потенциальной ямы. Но, как было отмечено выше, температурное гашение сигнала ФЛ от $Ge(Si)/Si(001)$ островков значительно меньше, чем от $Ge(Si)/t_{Si}$ островков. Это связывается с более высоким кристаллическим качеством структур, выращенных на $Si(001)$ подложках, по сравнению со структурами, сформированными на релаксированных $SiGe$ буферах. Низкая концентрация в структурах с $Ge(Si)/Si(001)$ островками дефектов, которые могут служить центрами безызлучательной рекомбинации, является причиной большого времени жизни неравновесных носителей заряда, в том числе электронов, в них [A47]. В результате за время жизни неравновесные электроны могут многократно покидать и снова попадать в потенциальные ямы на границах $Ge(Si)/Si(001)$

островков, где они рекомбинируют излучательно. Такому многократному захвату электрона потенциальной ямой на границе с островком способствует формирование многослойной структуры с Ge(Si)/Si(001) островками, как за счет простого роста числа островков в структуре, так и увеличения глубины потенциальной ямы для электронов в растянутых слоях Si, разделяющих соседние слои с островками [169, 170].

В тоже время, релаксированные SiGe/Si(001) буферы характеризуются наличием в них дефектных областей, связанных с двумя основными типами дефектов в них. К первому типу относятся дислокации несоответствия, которые, в случае используемых в диссертации SiGe/Si(001) буферов со ступенчатым градиентом состава, формируются на границе слоев с различным содержанием Ge. Ко второму типу дефектов можно отнести прорастающие дислокации, которые проникают сквозь всю толщину структур, выращенных на SiGe/Si(001) буферах. Как было указано в начале этой Главы, в диссертации использовались SiGe/Si(001) буферы с плотностью прорастающих дислокаций $10^4 \div 10^5 \text{ см}^{-2}$. Данные значения являются не высокими для релаксированных буферов, но на несколько порядков превосходят концентрацию дефектов в монокристаллических Si(001) подложках. Полагается, что из-за наличия в структурах, выращенных на SiGe/Si(001) буферах, описанных дефектов существенно увеличивается вероятность безызлучательной рекомбинации носителей заряда, которые в результате термической эмиссии покинули островок и его окрестности.

Для проверки влияния дефектных областей, связанных с дислокациями несоответствия, на люминесценцию SiGe/tSi островков была отработана методика роста таких островков на подложках «напряженный кремний на изоляторе» (strained Si on isolator, sSOI) [A48, A71, A88]. Подложки данного типа получают с помощью метода сращивания Si(001) пластины со слоем окисла на поверхности и SiGe/Si(001) буфера с растянутым Si слоем на поверхности [209, 210]. После сращивания этих двух пластин релаксированные SiGe слои полностью удаляются с использованием

технологии SmartCut и химико-механической полировки. В результате на окисле остается только растянутый Si слой [209]. Используемые технологии позволяют сохранить исходную деформацию в этом Si слое. Таким образом, подложки sSOI не содержат дефектных областей, связанных с дислокациями несоответствия. Но в напряженном Si слое в этих подложках остаются прорастающие дислокации.

При выполнении диссертации в распоряжении автора оказались sSOI пластины от компании Soitec (Франция) с тонкими слоями sSi и окисла, так называемые подложки «ultra thin body and box sSOI» (UTBB sSOI). Уменьшение толщины sSi слоя необходимо для создания полевых транзисторов, работающих в режиме полного обеднения (full depletion, FD) [211]. Использование тонкого скрытого слоя окисла позволяет за счет подачи смещения на подложку управлять рабочими характеристиками МОП транзисторов. Кроме этого, при технологической необходимости тонкий окисел может быть локально удален и стандартные кремниевые устройства могут быть сформированы в этих областях непосредственно на кремниевой подложке. В имеющихся UTBB sSOI пластинах толщины слоев напряженного кремния и окисла составляли 12 и 25 нм, соответственно.

При отработке роста SiGe структур была модифицирована процедура химической и термической очистки подложек, которая учитывала малую толщину sSi слоя и более низкую температурную стабильность UTBB sSOI пластин по сравнению с sSOI пластинами с толстым (>100 нм) слоем окисла. Это позволило впервые на подложках UTBB sSOI выполнить рост эпитаксиальных SiGe гетероструктур, в том числе структур с Ge(Si)/tSi островками [A48]. Такие структуры содержали ненапряженный SiGe буферный слой, параметр кристаллической решетки которого совпадал с параметром решетки в плоскости роста напряженного sSi слоя UTBB sSOI подложки. Для имеющихся UTBB sSOI подложек это соответствовало 20% содержанию Ge в SiGe на слое. На ненапряженном SiGe слое, аналогично

случаю роста на SiGe/Si(001) буферах, формировалась однослойная структура с Ge(Si)/tSi островками.

Высокое, сравнимое со структурами, выращенными на SiGe/Si(001) буферах, кристаллическое качество полученных на UTBV sSOI подложках структур с Ge(Si)/tSi островками подтверждается присутствием в их спектрах ФЛ, измеренных при 77К, сигнала ФЛ от островков, интенсивность которого сравнима с интенсивностью сигнала ФЛ от островков, выращенных на релаксированных буферах (рис. 3.11) [A48]. Основное отличие в спектрах ФЛ структур, выращенных на SiGe/Si(001) буферах и UTBV sSOI подложках, проявляется при использовании для оптической накачки излучения Nd:YAG лазера с $\lambda=532$ нм, глубина поглощения которого больше толщины слоев над окислом в структурах на UTBV sSOI подложках (рис. 3.11). Как было отмечено выше, при данном оптическом возбуждении в спектрах ФЛ

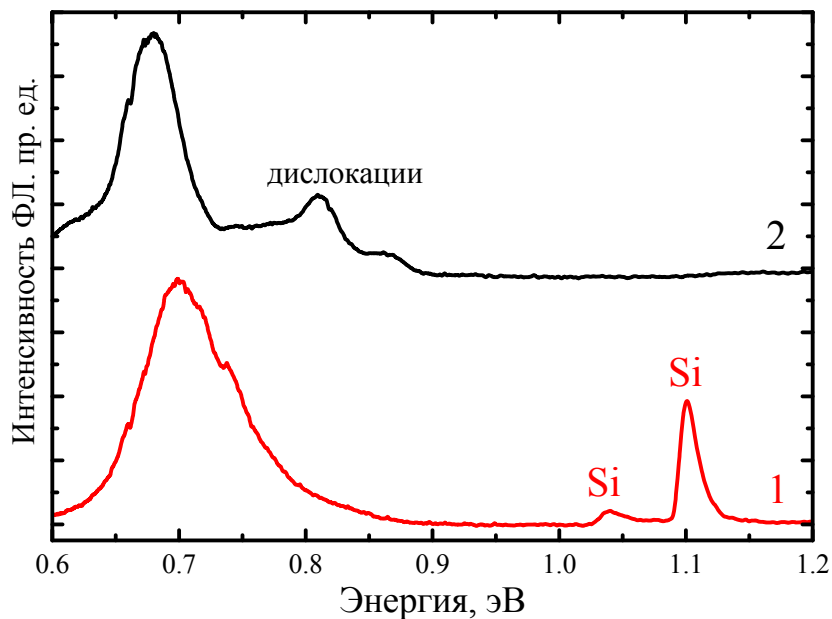


Рис. 3.11. Спектры ФЛ структур с Ge(Si)/tSi островками, выращенными на UTBV sSOI подложке (1) и SiGe/Si(001) буфере (2), полученные при возбуждении Nd :YAG лазером ($\lambda = 532$ нм) при $T = 77$ К. На спектрах отмечены сигналы, связанные с рекомбинацией носителей заряда в кремнии и на дислокациях. Пик в низкоэнергетичной части обоих спектров связан с Ge(Si)/tSi островками. Спектры разнесены по вертикали для наглядности.

структур, выращенных на SiGe/Si(001) буферах, кроме сигнала от островков наблюдается сигнал от дислокаций (рис. 3.11) [A17]. В тоже время в спектрах ФЛ структур, выращенных на UTBV sSOI подложках, этот сигнал отсутствует, но присутствует довольно интенсивный сигнал, связанный с рекомбинацией носителей заряда в объемном кремнии (рис. 3.11). Отсутствие в спектрах ФЛ структур, выращенных на UTBV sSOI подложках, сигнала дефектной люминесценции позволяет связать его с излучательной рекомбинацией носителей заряда на дислокациях несоответствия в дефектных областях SiGe/Si(001) буферов. Как было описано выше, технология получения sSOI подложек предполагает полное удаление этих областей. Сигнал от кремния в спектрах ФЛ структур, выращенных на UTBV sSOI подложках, связан с Si(001) подложкой. Его наличие обусловлено малой (< 400 нм) толщиной структур на UTBV sSOI подложках по сравнению с глубиной проникновения излучения с $\lambda=532$ нм в SiGe структуры, в результате чего значительная часть возбуждающего излучения проникает в Si подложку [A48].

Несмотря на отсутствие в структурах, выращенных на UTBV sSOI подложках, дефектных областей, связанных с дислокациями несоответствия, температурное гашение сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков, сформированных на них, аналогично температурному гашению сигнала ФЛ островков, выращенных на SiGe/Si(001) буферах, независимо от длины волны излучения, используемого для оптической накачки [A48]. Данный факт позволяет связать сильное температурное гашение сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков, выращенных на различных подложках, с термическим выбросом носителей заряда из островков и tSi слоев, с последующей их безызлучательной рекомбинацией на дефектах структуры, которыми являются прорастающие дислокации. Эта гипотеза могла бы быть проверена за счет роста Ge(Si)/tSi островков на SiGe монокристаллических подложках с достаточно высокой долей Ge. Однако к настоящему времени однородные по

составу SiGe монокристаллы высокого кристаллического состава получены только для долей Ge менее 10%.

Полагается, что температурная стабильность сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков может быть увеличена за счет оптимизации условий их выращивания с целью увеличения глубины потенциальной ямы для дырок в островках за счет подавления изменения их высоты при росте покровных слоев. Также наблюдению сигнала ФЛ от Ge(Si)/tSi островков при комнатной температуре может способствовать рост многослойных структур с такими островками. В этом случае возможно увеличение глубины потенциальной ямы для электронов в tSi слоях, разделяющих соседние слои с островками. Кроме этого, как было отмечено выше, в многослойных структурах увеличивается вероятность повторного захвата островками носителей заряда, покинувших соседние островки в результате термической эмиссии.

3.4. Электролюминесценция структур с Ge(Si)/tSi островками

В Главе 2 обсуждалось, что температурное гашение сигнала люминесценции Ge(Si)/Si(001) островков при электрической накачке меньше, чем при оптической [A23, A32]. Это связывалось с большей эффективностью электрической накачки, что позволяет с ее помощью «насытить» каналы безызлучательной рекомбинации. Такие же процессы могут иметь место и при электрической накачке Ge(Si)/tSi островков.

Для проверки этой гипотезы на релаксированном SiGe/Si(001) буфере с долей $x = 27\%$ была выращена p-i-n диодная структура с Ge(Si)/tSi островками. Рост диодных структур на SiGe/Si(001) буферах начинался с осаждения при 650°C контактного, ненапряженного p+-SiGe слоя толщиной 300 нм, легированного бором до концентрации $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Затем выращивался слой нелегированного SiGe толщиной 50 нм, на котором при температуре $T_g = 630^\circ\text{C}$ формировались три слоя Ge(Si)/tSi dome островков. Каждый слой островков был заключен между tSi слоями толщиной $d_{\text{bot}} = d_{\text{top}} = 2 \text{ нм}$. Слои островков были разделены нелегированными слоями

SiGe толщиной 100 нм. Полагалось, что при такой большой толщине ненапряженного SiGe слоя зарощенные Ge(Si)/tSi островки первого слоя не оказывают влияние на рост и зарождения островков в последующих слоях. Подтверждение этого являлась определенная с помощью ДБЭ одинаковая критическая толщина двумерного роста слоя Ge для всех трех слоев с островками. Рост диодных структур заканчивался осаждением нелегированного слоя SiGe толщиной 50 нм и контактного p+-SiGe слоя толщиной 200 нм, легированного сурьмой до концентрации $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

На выращенной диодной структуре с Ge(Si)/tSi островками с помощью оптической литографии и плазмохимического травления были сформированы планарные мезы размером $1 \times 1 \text{ мм}^2$ и $1 \times 0.5 \text{ мм}^2$. Нижний контакт формировался напылением металлов на p+-SiGe слой и окружал меза-структуру по периметру. Верхний контакт формировался напылением металлов на верхний контактный p+-SiGe слой меза-структуры и представлял собой сетку с контактной площадкой. Создание омических контактов к диодным структурам осуществлялось за счет магнетронного осаждения Au/Ti контактных слоев и взрывной литографии.

Измерение спектров ЭЛ диодных структур с Ge(Si)/tSi островками проводились в импульсном режиме со стабилизацией по напряжению. Длительность импульса накачки составляла 4 мс, период 25 мс. Проведение измерений в импульсном режиме позволило избежать перегрева образца при больших токах накачки. Спектры ЭЛ регистрировались с использованием решеточного монохроматора АСТОН 2300i и охлаждаемого детектора ОМА-V на основе линейки InGaAs фотодиодов. Поверхность исследованного образца располагалась перпендикулярно оптической оси системы, и детектирование сигнала ЭЛ выполнялось с поверхности структуры.

На спектрах ЭЛ диодной структуры с Ge(Si)/tSi островками, измеренных при 77К при малых плотностях тока накачки, наблюдается только один пик в области 0.6-0.7 эВ, который связывается с рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si)/tSi островках (рис. 3.12а) [A54, A97]. Как и в случае ФЛ, сигнал

электролюминесценции от Ge(Si)/tSi островков сдвинут в область меньших энергий и имеет меньшую ширину, по сравнению с сигналом ЭЛ Ge(Si)/Si(001) островков [A54]. Таким образом, использование Ge(Si)/tSi островков в светоизлучающих SiGe гетероструктурах позволяет значительно расширить их спектральный диапазон в сторону среднего ИК вплоть до 2 мкм. Как и в случае ФЛ, уменьшение ширины пика ЭЛ от Ge(Si)/tSi островков по сравнению с Ge(Si)/Si(001) островками связывается с доминированием в спектре ЭЛ Ge(Si)/sSi островков сигнала, связанного с излучательной рекомбинацией носителей заряда без участия фононов. Увеличение вероятности таких переходов вызвано локализацией электронов в потенциальных ямах, созданных тонкими tSi слоями на гетерогранице с островками.

Сравнение спектров ЭЛ структур с Ge(Si)/tSi и Ge(Si)/Si(001) островками, полученных при 77 К, показывает, что, несмотря на различие в количестве периодов в данных структурах почти в 7 раз (3 и 20 слоев островков соответственно), интенсивности сигналов ЭЛ Ge(Si)/tSi и Ge(Si)/Si(001) островков при малых токах накачки различаются менее, чем в два раза [A54]. Это указывает на более высокую эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si)/tSi островками при низкой температуре, которая связывается с эффективной пространственной локализацией носителей заряда обоих знаков в этих структурах.

При увеличении тока накачки наблюдается увеличение ширины пика ЭЛ Ge(Si)/tSi островков и смещение его максимума в сторону больших энергий (рис. 3.12а). Как и в случае изменения мощности оптической накачки, такое поведение сигнала ЭЛ Ge(Si)/tSi островков вызвано изгибом зон на гетерогранице Ge(Si) островка с tSi слоями и с заполнением дырками высокоэнергетических состояний в островках. При увеличении тока накачки в спектрах ЭЛ структур, выращенных на SiGe/Si(001) буферах, появляется сигнал в области энергий 0.8-0.9 эВ (рис. 3.12а). Как обсуждалось выше, этот

сигнал связывается с излучательной рекомбинацией носителей заряда на дислокациях несоответствия SiGe буферов. Рост тока накачки исследованных структур сопровождается насыщением сигнала ЭЛ Ge(Si)/tSi островков и линейным ростом интенсивности сигнала ЭЛ, связанного с дислокациями SiGe буфера (рис. 3.12а). При этом сигнал ЭЛ от островков остается доминирующим при всех использованных в эксперименте токах накачки (рис. 3.12а) [A54, A97].

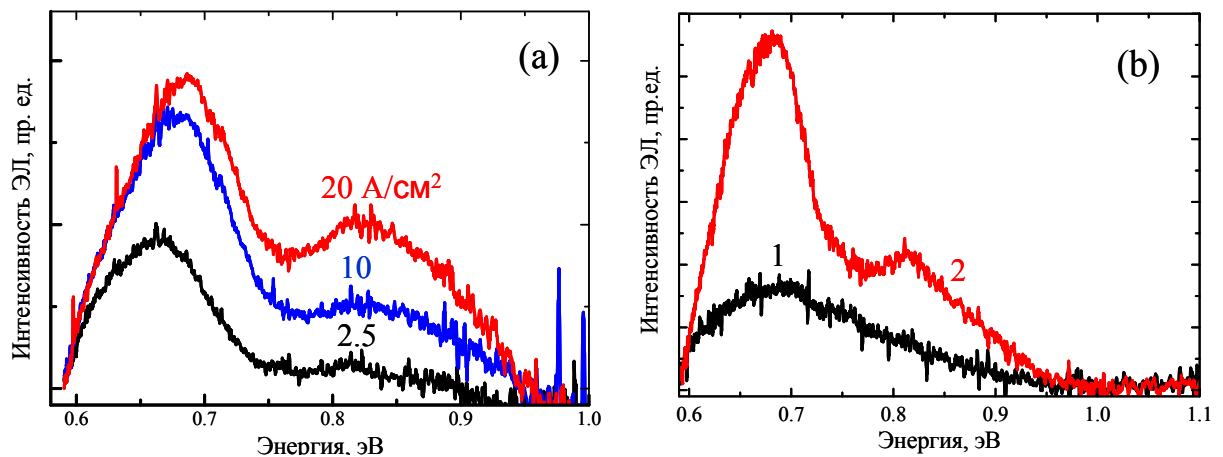


Рис. 3.12. а) – Спектры ЭЛ структуры с Ge(Si)/tSi островками, измеренные при 77К при различных плотностях тока накачки. Значение тока накачки указано рядом с соответствующим спектром. б) - Спектры ЭЛ структуры с Ge(Si)/tSi островками, измеренные при одинаковой плотности тока накачки при комнатной температуре (спектр 1) и при 77К (спектр 2).

С увеличением температуры от 77 К до комнатной наблюдается значительное гашение сигнала ЭЛ Ge(Si)/tSi островков. Однако сигнал ЭЛ Ge(Si)/tSi островков, в отличие от сигнала ФЛ, сохраняется вплоть до комнатной температуры (рис. 3.12б). Но при этом температурное гашение сигнала ЭЛ Ge(Si)/tSi островков остается значительно больше, чем Ge(Si)/Si(001) островков. Причины сильного температурного гашения сигнала ЭЛ Ge(Si)/tSi островков те же, что и их сигнала ФЛ: термическая эмиссия носителей заряда из островков и tSi слоев с их последующей безызлучательной рекомбинацией на дефектах структуры. Большая эффективность электрической накачки по сравнению с оптической позволяет частично насытить каналы безызлучательной рекомбинации, что и дает

возможность наблюдения сигнала ЭЛ Ge(Si)/tSi островков при комнатной температуре.

Выводы к Главе 3

Приведенные в настоящей Главе результаты демонстрируют, что встраивание Ge(Si) самоформирующихся наноструктур между тонкими слоями растянутого Si, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, открывает широкие возможности по управлению излучательными свойствами островков: интенсивностью сигнала их люминесценции, его спектральным положением и шириной. Эти возможности появляются за счет пространственной локализации электронов на гетерогранице с островком в потенциальных ямах, которыми являются слои растянутого кремния.

Как и в случае Ge(Si) островков, выращенных на Si(001) подложках, сигнал люминесценции от Ge(Si)/tSi островков связан с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией между дырками, локализованными в островках, и электронами, находящимися в растянутых Si слоях на гетерогранице с островком. Эффективная пространственная локализация электронов в тонких, растянутых слоях Si на гетерогранице с островком приводит к росту вероятности их излучательной рекомбинации с дырками из островка без участия фононов. В результате этого в сигнале люминесценции Ge(Si)/tSi островков отсутствуют пики, связанные с оптическими переходами с участием фононов. С ростом вероятности оптического перехода без участия фонона связывается значительно более высокая интенсивность сигнала люминесценции при низких температурах от Ge(Si)/tSi островков по сравнению с Ge(Si)/Si(001) островками.

Показано, что при фиксированной толщине растянутых Si слоев на гетерогранице с островком положение и ширина сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков определяются в первую очередь теми же основными факторами, что и сигнал ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков: составом и размером островков. Как и в случае Ge(Si)/Si(001) островков, смещение сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi

domes островков в область меньших энергий при понижении температуры роста обусловлено ростом доли Ge в островке. При смене типа островков, доминирующих на поверхности, с dome на hut, который для Ge(Si)/tSi островков происходит при понижении температуры роста с 630°C до 600°C , наблюдается смещение пика ФЛ Ge(Si)/tSi островков в сторону больших энергий. Это смещение связывается с малой высотой hut кластеров по сравнению с dome островками, что приводит к выталкиванию уровней размерного квантования дырок в островках к потолку валентной зоны матрицы, и, как следствие, росту энергии непрямого оптического перехода.

Продемонстрировано, что положением и шириной сигнала люминесценции Ge(Si)/tSi островков можно в широком диапазоне управлять за счет изменения толщины tSi слоев над и под островками. Это управление основано на изменении положения энергетических уровней электронов в tSi слоях, и, следовательно, энергии непрямого оптического перехода при изменении толщины этих слоев. Показано, что за счет увеличения толщины tSi слоев сигнал люминесценции Ge(Si)/tSi островков может быть смещен в длинноволновую область, вплоть до 2 мкм. Это делает сигнал ФЛ Ge(Si)/tSi островков наиболее длинноволновым сигналом среди эпитаксиальных SiGe гетероструктур.

Выявлено, что в сигнале ФЛ Ge(Si)/tSi островков присутствуют два сигнала, которые связаны с оптическими переходами с участием электронов из tSi слоев над и под островками. За счет осаждения tSi слоев над и под островками различной толщины возможно контролируемым образом менять разницу в энергиях между этими оптическими переходами, а, следовательно, и ширину сигнала ФЛ Ge(Si)/tSi островков. Установлено, что при равных осажденных толщинах tSi слоев над и под островками большее диффузионное размытие покровного tSi слоя приводит к различию энергий оптических переходов на верхней и нижней границе островка. Учет большего диффузионного размытия покровного tSi слоя и доминирование в сигнале ФЛ Ge(Si)/tSi островков сигнала, связанного с оптическими переходами без

участия фононов, позволили получить структуры с Ge(Si)/tSi островками, имеющими рекордно узкую для массива неупорядоченных Ge(Si) островков линию ФЛ. Ширина этой линии (25-30 мэВ при температуре 20 К) сравнима с шириной линии ФЛ от массива прямозонных квантовых точек InAs/GaAs.

Сильное температурное гашение сигнала люминесценции Ge(Si)/tSi островков при повышении температуры измерения связывается с наличием в структурах, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, прорастающих дислокаций, которые служат центрами безызлучательной рекомбинации носителей заряда, покинувших островок и tSi слои в результате термической эмиссии. Высокая эффективность электрической накачки за счет частичного насыщения каналов безызлучательной рекомбинации позволяет наблюдать сигнал электролюминесценции от Ge(Si)/tSi островков вплоть до комнатной температуры. Сигнал ЭЛ Ge(Si)/tSi островков наблюдается в диапазоне длин волн 1.6-2.0 мкм, что позволяет рассматривать данный тип структур в качестве кандидатов для создания на кремнии источников излучения для диапазона длин волн > 1.55 мкм.

Глава 4. Метод селективного легирования эпитаксиальных Si, Ge и SiGe структур сегрегирующими примесями

Как отмечалось в Введении, возможность изменения типа проводимости полупроводниковых структур и ее величины на несколько порядков за счет их легирования примесными атомами стала одним из главных факторов широкого практического использования этого класса материалов. Именно контролируемое легирование полупроводников является необходимым условием функционирования приборов на их основе. Широкий спектр полупроводниковых приборов и физических принципов их функционирования предъявляют различные требования к легированию структур (см. например обзор [1]). Для большинства полупроводниковых приборов наблюдается существенная зависимость их рабочих характеристик от распределения легирующих примесей в них. Так для создания омических контактов к п/п приборам необходимо формирование контактных областей с максимально высокой концентрацией донорной или акцепторной примесью. Высотой потенциального барьера на границе металл-полупроводник можно в широком диапазоне управлять за счет вставки вблизи поверхности полупроводника тонкой, так называемой, дельта-легированной, области [212, 213]. В тоже время, для быстродействующих биполярных транзисторов необходимо формирование в одной структуре областей с различным типом и уровнем легирования, которые при этом должны характеризоваться резкими границами между собой [3, 214]. Таким образом, для создания приборов с заданными параметрами необходимо развитие методов контролируемого легирования полупроводников.

Несмотря на отмеченные выше различные функции, выполняемые легированными областями в п/п приборах, можно сформулировать общие требования к методам легирования полупроводников. В частности, методы легирования должны обеспечивать формирование областей в широком диапазоне концентраций электрически активной примеси, в том числе с уровнем легирования выше равновесной растворимости примеси в

полупроводнике. При этом легирование не должно приводить к существенному ухудшению кристаллического качества материала. Используемые методы легирования должны обеспечивать получение различных профилей распределения примесей, включая формирование легированных областей с размерами в направлении роста в единицы нанометров (т.н. дельта-легированных слоев). Важным требованием при этом является возможность создания легированных слоев с резкими границами, в которых изменение концентрации примеси на несколько порядков происходит на малых масштабах толщин. Необходимо отметить, что существующая тенденция к уменьшению размеров п/п приборов, направленная на уменьшение их энергопотребления и увеличение быстродействия, требует развития методов легирования полупроводников с точностью контроля распределения примеси на нанометровом уровне. Немаловажным критерием, предъявляемым к методам легирования полупроводников, является их относительная простота, дешевизна и воспроизводимость.

Все вышеперечисленные требования относятся и к легированию полупроводниковых структур на основе кремния в процессе их эпитаксиального роста. Одним из достоинств легирования полупроводников в процессе их роста является возможность достижения высоких уровней легирования, значительно превосходящих равновесную растворимость примеси, за счет возможности проведения эпитаксиального роста при низких температурах, в сильно неравновесных условиях [1, 215]. Эта возможность в полной мере реализуется в методе МПЭ, в котором скорость роста структур на основе кремния не зависит от температуры роста, а определяется потоками материалов из источников. Рост структур при низких температурах позволяет минимизировать влияние диффузии и десорбции примеси на формируемые профили распределения примеси. Кроме этого при эпитаксиальном росте структур есть возможность независимой подачи потока примеси на поверхность роста, которым можно легко и быстро

управлять. Все вышеперечисленные достоинства метода МПЭ, казалось бы, делают его идеальным методом для контролируемого легирования полупроводниковых структур, включая структуры на основе кремния.

Однако уже первые эксперименты по получению легированных эпитаксиальных кремниевых структур показали, что реальный профиль распределения примесей в них существенно отличается от предполагаемого, определяемого соотношением потоков примеси и кремния, поступающих на поверхность роста [216-218]. Дальнейшие многочисленные исследования выявили (см., например, обзор [1]), что основной причиной этого является сегрегация примеси на поверхность роста. Движущей силой сегрегации являются упругие напряжения, вносимые примесью в матрицу основного материала, меньшая энергия оборванных связей примеси и различие в энергии связей атомов основного вещества и примеси [219-221]. В результате положение примеси на поверхности роста оказывается энергетически более выгодным, чем в объеме растущей пленки [220, 221]. Это ведет к ее накоплению на поверхности роста и, как следствие, или медленному нарастанию объемной концентрации примеси в начале роста легированных слоев, или ее медленному спаду при их зарастивании. Необходимо отметить, что для эпитаксиальных структур на основе Si и Ge сегрегация наблюдается для всех основных доноров (P, As и Sb) и акцепторов (B, In, Ga, Al) [1, 216, 222-224]. Поэтому выбором электрически активной примеси проблему сегрегации при формировании этого класса полупроводниковых структур решить нельзя.

Практическая значимость решения проблемы контролируемого легирования Si, Ge и SiGe эпитаксиальных структур для реализации различных приборов на их основе сделала актуальной задачу исследования сегрегации примесей в них. Можно отметить, что, несмотря на большой объем посвященных этой задаче работ, обзор которых представлен в следующем разделе, не было предложено метода легирования донорами структур на основе Si и Ge, который удовлетворял бы всем выше

приведенным требованиям к методам контролируемого легирования полупроводников: мог быть применен для формирования селективно легированных слоев в широком диапазоне толщин и концентраций примеси; позволял сохранять высокое кристаллическое качество формируемых структур; характеризовался простотой реализации и хорошей производительностью. Кроме этого, для SiGe гетероструктур, особенно с высоким содержанием Ge, отсутствовали данные о количественных зависимостях сегрегационных свойств доноров от температуры роста, состава и упругих напряжений слоев. Наличие данных зависимостей является необходимым условием для контролируемого легирования подобных структур.

В данной Главе представлены результаты по экспериментальной реализации оригинального метода легирования донорной примесью (сурьмой) эпитаксиальных Si, Ge и SiGe структур, основанного на контролируемом использовании эффекта сегрегации примеси [A42, A49, A50, A51, A67, A69, A74, A80, A82]. Реализация предложенного метода стала возможной за счет полученных количественных зависимостей сегрегационных свойств Sb от температуры роста и состава эпитаксиальных слоев. Для эпитаксиальных структур на основе Ge количественная температурная зависимость сегрегационных свойств Sb в широком диапазоне температур была получена впервые [A50, A51]. Отличительными чертами предложенного метода легирования является используемый в нем диапазон температур роста, который, с одной стороны, не требует использования, как слишком низких температур, приводящих к деградации кристаллического качества формируемых структур и увеличивающих время их роста, так и слишком высоких температур роста, при которых может происходить диффузионное размытие ранее созданных в структуре областей различного состава и уровня легирования [A36, A46, A51]. Одним из достоинств предложенного метода является его простота и отсутствие необходимости в каком-либо специальном оборудовании для его реализации в МПЭ

установках [A36]. Продемонстрирована возможность использования предложенного метода для создания низкобарьерных диодов Шоттки на основе кремния [A8]. Более подробно суть предлагаемого метода селективного легирования и экспериментальные результаты по его реализации представлены в следующих разделах настоящей Главы.

4.1. Сегрегация примесей в процессе МПЭ структур на основе Si и Ge и способы ее преодоления (обзор литературы)

Анализируя работы, посвященные исследованию сегрегации электрически активных примесей в эпитаксиальных структурах на основе кремния и германия, в хронологическом порядке их появления можно отметить отражение в них меняющихся требований к уровням концентрации примесей, размерам легированных областей и градиентам изменения концентрации примесей на их границах, а также к составу структур, в которых необходимо формирование легированных областей. Также эти работы отражают прогресс в развитии методов формирования эпитаксиальных Si, Ge и SiGe структур и контроля их параметров.

Так работы, опубликованные в 70-80-ых годы, в силу доминирования в то время традиционной кремниевой технологии посвящены исследованию сегрегации примесей в Si гомоэпитаксиальных структурах [215-218, 225-228]. При этом исследовались структуры, выращенные при температуре выше 500⁰С, а основными рассмотренными примесями являлись галлий в качестве акцептора и сурьма – в качестве донора. Выбор примесей в методе МПЭ во многом определялся легкостью создания их контролируемого потока при относительно невысоких температурах источников и низком давлении собственных паров. Если для акцепторов развитие технологии создания высокотемпературных (>1500⁰С) источников молекулярных пучков для МПЭ позволило заменить Ga на бор, что во многом решило проблему сегрегации акцепторов в SiGe структурах (см. ниже), то сурьма так и осталась основной донорной примесью в методе МПЭ. Это обусловлено тем, что фосфор и

мышьяк, другие элементы V группы таблицы Менделеева, которые могут выступать в качестве мелких однозарядных доноров в Si и Ge, имеют высокое давление собственных паров. Данное обстоятельство приводит к появлению для этих примесей т.н. “эффект памяти”, заключающийся в том, что после роста образца, в котором использовалось легирование P или As, в последующих, номинально нелегированных образцах может наблюдаться увеличение уровня фонового легирования этими примесями за счет их реиспарения с нагреваемых частей МПЭ установок. Этот эффект является нежелательным при получении структур с контролируемым уровнем легирования. Использование фосфора в МПЭ осложнено возможностью его самовоспламенения на воздухе при регламентных работах на установках. Применению мышьяка мешает его высокая токсичность. Из-за всех выше перечисленных факторов сурьма и до настоящего времени остается основной донорной примесью в методе МПЭ структур на основе Si и Ge.

Выбор относительно высоких температур роста ($>500^{\circ}\text{C}$) в работах, опубликованных в 70–80-ых годах, во многом определялся тем, что уровень МПЭ установок того времени не позволял получать слои высокого кристаллического качества с низким содержанием фоновых примесей при более низких температурах роста. Можно отметить, что в большинстве работ того времени размер легированных областей в направлении роста составляет микроны, а масштаб толщин, на которых исследовано изменение концентрации примеси - десятые доли микрона. Данные масштабы обусловлены характерными размерами приборов на основе кремния того времени и уровнем развития аналитического оборудования для исследования полупроводниковых структур. Для описания результатов, полученных в ранних работах по исследованию поведения примеси в процессе роста Si структур, использовались феноменологические модели, которые не учитывали кинетику происходящих на поверхности роста процессов атомного обмена и диффузии [226-228]. Эти модели рассматривали потоки поступающей на поверхность примеси, ее десорбцию и внедрение в

растущую пленку с целью получить количественную связь между сегрегацией и температурой. При определенных предположениях, таких как, пропорциональность количества внедренной примеси ее поверхностной концентрации и экспоненциальной зависимости процессов диффузии и десорбции, феноменологические модели позволяли получить переход между кинетически ограниченным и равновесным режимами сегрегации [227], что качественно (но не количественно) согласовывалось с полученными экспериментальными результатами.

Как отмечено выше, на ранних стадиях исследования сегрегации рассматривались высокие температуры роста, которые соответствовали равновесному режиму сегрегации, при котором встраивание примесей в структуру увеличивается с увеличением температуры. При этом размытие профилей легирования в основном определялось скоростью десорбции примеси с поверхности роста [226, 228]. В результате для борьбы с сегрегацией был предложен метод, основанный на контролируемой десорбции примеси [226]. В предложенном методе для достижения резкого нарастания объемной концентрации примеси использовалось предосаждение ее определенного количества (т.н. технология «pre-build-up»). Падение же объемной концентрации после формирования легированного слоя достигалось за счет испарения примеси при кратковременном отжиге (flash-off отжиге) структуры при высоких температурах [226]. Описанный подход позволил получить достаточно толстые легированные слои с относительно малой для начала 80-ых годов переходной областью в 30 нм [226]. Однако данный метод не позволял получать высокие объемные концентрации вследствие малого коэффициента встраивания примеси при используемых температурах. Кроме этого, высокие температуры роста и отжига в методе из работы [226] ведут к диффузионному размытию полученных профилей распределения примеси.

Понимание того, что сегрегация примеси является термоактивированным процессом привело к предложению использовать для

создания резких профилей распределения примесей в кремнии осаждение аморфных, легированных слоев кремния при сверхнизких температурах, как правило, при комнатной температуре, с их последующей твердофазной кристаллизацией за счет отжига при $T \sim 600^\circ\text{C}$ [229, 230]. Отсутствие в этом методе необходимости использования высоких температур позволило увеличить концентрацию носителей заряда в легированных слоях до уровня 10^{20} см^{-3} и выше, а размер переходной области от слоя с низкой концентрации примеси к слою с ее высокой концентрацией уменьшить до значений $<10 \text{ нм}$ [229, 230]. Однако кристаллическое качество легированных слоев полученных твердофазной кристаллизацией оказалось хуже, чем объемного материала и эпитаксиальных слоев [1, 229]. В результате подвижность носителей заряда в легированных слоях, полученных данным методом, была ниже, чем в объемных кристаллах [229]. Кроме этого, была обнаружена ускоренная (в несколько раз) диффузия примесей на границе раздела аморфного и кристаллического Si, которая связывалась с деформацией, электрическими полями или дефектами на границе фаз [231]. Данная диффузия приводила к размытию профиля распределения примеси [231].

Другой метод борьбы с сегрегацией примесей в кремнии, предложенный в 80-ые годы, был основан на том, что сегрегация является поверхностным эффектом, и внедрение примеси даже на небольшое расстояние от поверхности роста позволяет ее подавить. Метод предлагал комбинацию МПЭ с ионным легированием [232, 233]. Внедрение примеси в растущую пленку достигалось за счет ионизации ее потока и придания ионам примеси энергии в десятки и сотни эВ [232, 233]. В результате при энергии ионов $>300 \text{ эВ}$, для которой их длина проекционного пробега в Si составляла несколько монослоев, наблюдалось 100% внедрение примеси в растущий слой Si [232], что позволяло получать достаточно сложные профили распределения примеси в Si структурах [232, 233]. Однако из-за радиационных дефектов таким методом удалось выращивать слои высокого

кристаллического качества только при достаточно высоких температурах, при которых отжиг этих дефектов происходил непосредственно при росте структуры [232, 233]. Это не позволяло использовать предложенный метод для формирования легированных слоев высокого кристаллического качества с концентрацией примеси заметно выше ее равновесной растворимости. Кроме этого, радиационные дефекты, создаваемые ионами примеси приводили к ускоренному диффузионному расплыванию ранее созданных в структуре легированных областей [234]. Существенным недостатком метода легирования Si структур, основанного на объединении МПЭ с низкоэнергетичной ионной имплантацией примеси, являлось заметное усложнение и, соответственно, удорожание оборудования для роста структур. В результате приведенных выше недостатков этот метод легирования в дальнейшем не получил широкого распространения. Но при этом необходимо отметить, что частично ионизированные молекулярные пучки используются в настоящее время для модификации в процессе роста эпитаксиальных структур на основе Si и Ge [235, 236].

Постепенное совершенствование техники МПЭ кремниевых структур, а так же возрастающие требования к уменьшению переходных областей в легированных структурах и достижению высоких концентраций электрически активных примесей инициировали исследования поведения примесей при росте Si слоев при низких ($<500^{\circ}\text{C}$) температурах. Первые работы в этой области продемонстрировали резкое уменьшение сегрегации Sb в Si(001) эпитаксиальных структурах при понижении температуры роста ниже некоторой характеристической температуры (T^*), которая зависела от скорости роста (рис. 4.1) [155].

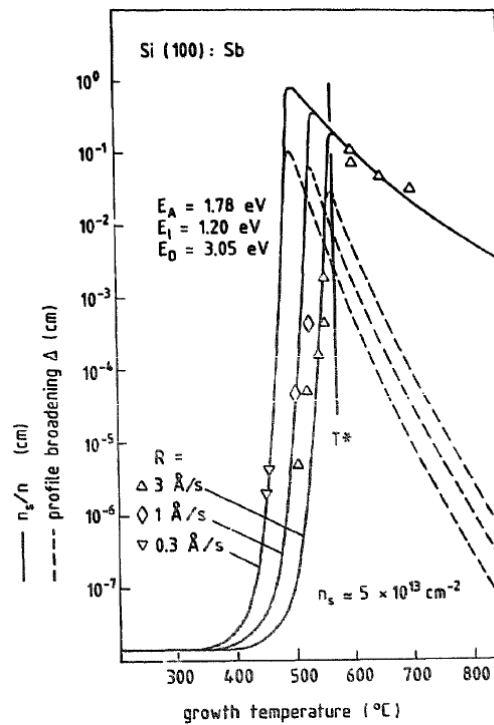


Рис. 4.1 Теоретические (линии) и экспериментальные (символы) температурные зависимости коэффициента сегрегации (сплошные линии и символы) и длины сегрегации (пунктирные линии) Sb в Si(001) эпитаксиальных слоях, выращенных методом МПЭ при различных скоростях осаждения (R) кремния. T^* - температура смены режима сегрегации с равновесного на кинетически ограниченный (см. текст). Рисунок взят из работы [155].

Для описания экспериментальных данных по сегрегации Sb в Si была развита модель термоактивационного обмена между положением примеси в поверхностном и приповерхностном слоях [155]. Ранее похожая модель была использована для описания сегрегации металлов [237]. В предложенной модели рассмотрены состояния атома примеси на поверхности (surface state) и в первом атомном слое от поверхности (sub-surface state), а также переходы между ними (рис. 4.2). Энергетическое состояние примеси на поверхности вследствие разницы размеров атома примеси и основного вещества, а также более низкой энергии оборванных связей примеси [220, 221] оказывается более выгодным, чем в объеме пленки. Именно разница энергии атома примеси в объеме пленки и на ее поверхности (E_I) (рис. 4.2) является движущей силой для сегрегации. Для количественного описания

сегрегационных свойств примеси рассмотрено изменение концентрации примеси на поверхности и в первом слое пленки с учетом скоростей перехода примеси из пленки на поверхность

$$r_{12} = v \cdot \exp(-E_A/kT) \quad (4.1)$$

и с поверхности в объем пленки

$$r_{21} = v \cdot \exp(-(E_A + E_1)/kT) \quad (4.2)$$

Здесь E_A – энергетический барьер для перехода примеси между соседними монослоями в пленке, v – частотный фактор, в различных работах лежащий в диапазоне $10^{12} - 10^{13} \text{ c}^{-1}$, а T – температура роста. В работе [155] также была учтена возможность изменения концентрации примеси на поверхности за счет ее десорбции, для которой примеси необходимо преодолеть барьер E_D (рис. 4.2).

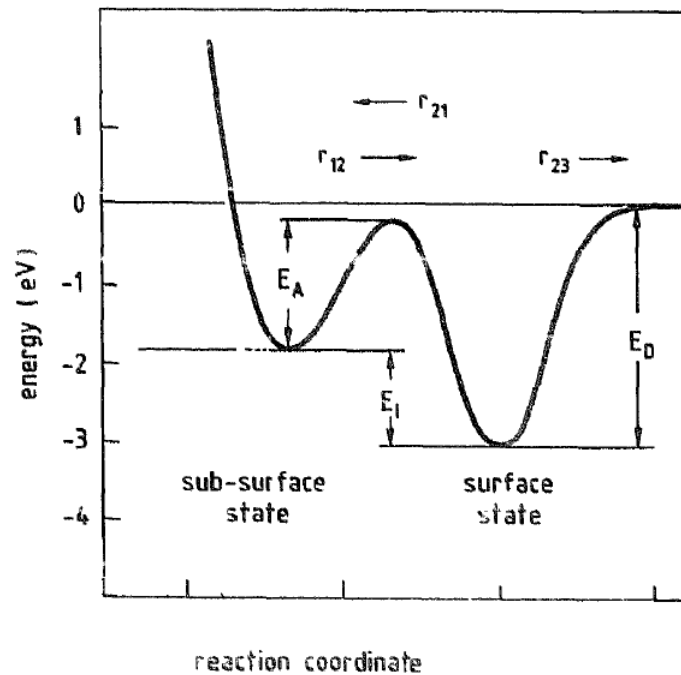


Рис. 4.2 Энергетическая диаграмма, используемая в модели термоактивационного обмена для описания сегрегации примесей. surface state – состояние примеси на поверхности, sub-surface state - в первом атомном слое от поверхности. E_A – энергетический барьер для перехода примеси из объема на поверхность (барьер для активации сегрегации). E_1 – энергетическая разность состояний примеси на поверхности и в объеме пленки, которая служит движущей силой для сегрегации. E_D – энергетический барьер для десорбции примеси с поверхности. Стрелками обозначены переходы примеси из объема пленки на поверхность (r_{12}) и обратно (r_{21}), а также десорбция примеси с поверхности (r_{23}). Рисунок взят из работы [155].

Для количественной характеристики сегрегации в работе [155] использовался коэффициент сегрегации r , определяемый как отношение поверхностной концентрации примеси к ее объемной концентрации в приповерхностном слое пленки:

$$r = N_s/N_b \quad (4.3)$$

При данном определении коэффициент сегрегации имеет размерность длины. Однако часто для описания сегрегационных свойств также используется безразмерный коэффициент сегрегации, получаемый нормированием размерного коэффициента сегрегации на толщину одного монослоя (~ 0.136 нм в случае роста на поверхности Si(001)). При достаточно низких температурах роста, когда можно пренебречь десорбцией примеси с поверхности размерный коэффициент сегрегации совпадает с длиной сегрегации, другим параметром, используемым для количественной характеристики сегрегации [155]. При этом условии безразмерный коэффициент сегрегации показывает во сколько раз количество атомов примеси, сегрегировавших на поверхности, больше количества атомов примеси, встроившихся в первый от поверхности слой растущей пленки. То есть, чем больше значение коэффициента сегрегации (размерного и безразмерного), тем меньшая доля атомов примеси встраивается в растущую пленку, и тем сильнее выражен эффект сегрегации.

Расчет температурной зависимости коэффициента сегрегации Sb в Si, выполненный в рамках модели, развитой в [155], показал наличие двух различных участков поведения $r(T)$ (рис. 4.1). Так при высоких температурах роста реализуется равновесный режим сегрегации, при котором коэффициент сегрегации уменьшается с ростом T и стремится к своему равновесному значению $r = \exp(E_I/kT)$ (при условии слабой десорбции примеси с поверхности). При низких температурах, когда $E_I \gg kT$, только малая часть примеси должна встраиваться в пленку. Однако при этих условиях сегрегация примеси определяется кинетическими ограничениями, накладываемыми скоростью роста одного монослоя. Только в течение

осаждения одного монослоя у атомов примеси есть возможность обмена между различными состояниями. В результате из-за низких температур роста в данном режиме не достигается равновесного распределения примеси между различными ее состояниями. Поэтому режим сегрегации, реализуемый при низких T , получил название кинетически ограниченным [155]. Согласно расчетам в этом режиме коэффициент сегрегации должен быстро падать с понижением T роста, что вызвано экспоненциальной зависимостью вероятности перехода атомов между различными состояниями от температуры. Также в этом режиме должна наблюдаться зависимость коэффициента сегрегации от скорости роста, так как с увеличением скорости роста уменьшается время, в течение которого атомы примеси могут совершать переходы между разными состояниями. Максимум коэффициента сегрегации наблюдается при температуре T^* , при которой происходит смена режимов сегрегации (рис. 4.1), и эта температура зависит от скорости роста. Модель из работы [155] хорошо описывала экспериментальные данные зависимости коэффициента сегрегации S_b в $Si(001)$ от температуры и скорости роста при значениях энергий $E_I=1.2$ эВ и $E_A=1.78$ эВ (рис. 4.1).

Предложенная для описания сегрегации сурьмы в кремнии модель из работы [155] позднее широко использовалась для описания сегрегации различных примесей в Si и $SiGe$ структурах [238, 239], а также сегрегации самого германия в кремнии [64]. Именно рассмотрение сегрегации Ge в Si позволило модифицировать модель термоактивационного обмена, введя в нее зависимость сегрегации от концентрации примеси на поверхности [64]. Данный эффект, называемый «самоограниченной сегрегацией» (self-limiting segregation), проявляется при поверхностной концентрации примеси в доли монослоя и вызван ограничением мест на поверхности, в которых атом примеси из приповерхностного слоя может заменить атом основного вещества на поверхности [64]. В модели термоактивационного обмена не учитывалось влияние на сегрегацию примеси атомарных ступеней, присутствующих на поверхности роста. Поэтому в дальнейшем данную

модель часто рассматривали как модель, которая описывает сегрегацию примеси на террасах, разделяющих атомарные ступени.

Модель термоактивационного обмена предсказывала резкое уменьшение коэффициента сегрегации примеси при переходе к режиму кинетически ограниченной сегрегации [155]. В частности, в случае легирования сурьмой Si структур, выращенных на поверхности (001), предсказывалось полное подавление сегрегации Sb при температурах роста $350^{\circ}\div 400^{\circ}\text{C}$ (рис. 4.1). Это предсказание в последующие несколько лет породило большое количество работ по использованию низких температур роста для решения проблемы контролируемого легирования кремния (метод Low Temperature MBE, LT MBE) [240-244], обзор результатов которых можно найти в [1]. Однако исследования эпитаксиального роста Si при этих температурах [245-247], выявили существенные ограничения метода LT MBE. Эти ограничения связаны со срывом гомоэпитаксиального роста Si при низких температурах его осаждения. Было установлено, что из-за малой подвижности атомов при низких температурах по мере роста толщины пленки происходит развитие шероховатости ее поверхности [245, 246]. Это приводит к формированию граней типа {111}, зарождению аморфной фазы на этих гранях и срыву эпитаксиального роста [247]. Было выявлено, что толщина пленки кремния, при которой происходит срыв эпитаксиального роста (т.н. «критическая толщина эпитаксиального роста», h_{epi}), уменьшается с понижением T роста и увеличением скорости роста [246] (рис. 4.3). Так для скорости осаждения Si в $0.7 \text{ \AA}/\text{с}$ (типичной скорости роста в методе МПЭ) наблюдается экспоненциальное падение h_{epi} при понижении T роста ниже 300°C , так что для $T < 200^{\circ}\text{C}$ критическая толщина эпитаксиального роста составляет всего $h_{\text{epi}} < 20 \text{ нм}$ (рис. 4.3а). Наличие примеси на поверхности, как легирующих [248], так и фоновых [246], концентрация которых во многом определяется совершенством МПЭ установок, ведет к дальнейшему уменьшению h_{epi} . Именно с высокой концентрацией водорода в качестве фоновой примеси в ранних системах МПЭ связываются проблемы с формированием в них

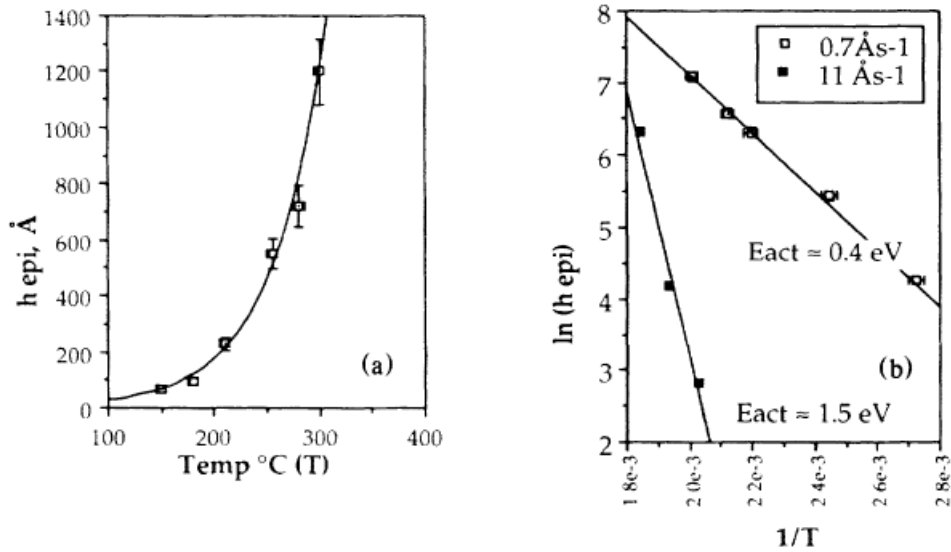


Рис. 4.3 а) Температурная зависимость h_{epi} для скорости осаждения Si 0.7 Å/с. б) Температурная зависимость h_{epi} для двух скоростей осаждения Si в Арениусовых координатах. Рисунок взят из работы [246].

эпитаксиальных пленок Si высокого кристаллического качества при $T < 500^\circ\text{C}$ [246]. Зависимость h_{epi} от приведенных выше факторов объясняется тем, что именно наличие примесей на поверхности, температура и скорость роста определяют подвижность атомов на поверхности роста.

С учетом результатов исследования роста Si при низких температурах эпитаксии для формирования легированных слоев методом LT MBE было предложено использовать температуры $< 300^\circ\text{C}$ для роста слоя кремния толщиной меньше h_{epi} [1, 241-244]. Для увеличения толщины этого слоя предлагалось использовать малые ($\leq 0.2 \text{ Å/s}$) скорости осаждения Si и периодический, кратковременный отжиг структур для восстановления их кристаллического качества. Данный подход позволил получить легированные слои, в том числе, дельта-легированные, p- и n-типа проводимости с концентрацией примеси $> 10^{20} \text{ см}^{-3}$, изменение концентрации которой на порядок на границе легированных слоев происходило на масштабе толщин в единицы нанометров (резкость профиля распределения примеси в единицы нанометров/декаду) [1, 243]. При этом ширина дельта-легированных слоев на полувысоте пика распределения примеси также

составляла единицы нанометров. Сравнительные исследования Si легированных структур, полученных методом твердофазной эпитаксии и LT MBE, показали более высокое кристаллическое качество последних [1, 243, 246]. Это, в частности, позволило получать методом LT MBE легированные слои кремния, электрическая активация примеси в которых была близка к 100%, а подвижность носителей заряда – к значениям, наблюдаемым в объемных образцах [1].

Еще одним способом борьбы с сегрегацией примесей в кремнии, предложенным в начале 90-ых, стало использование больших (>1 мкм/ч) скоростей осаждения Si при росте легированных слоев [249, 250]. Данный подход был реализован для акцепторных и донорных примесей в разновидности метода МПЭ, в котором для роста легированных Si слоев используется его сублимация из легированных соответствующей примесью Si источников [249, 250]. В рамках модели [155] рост скорости осаждения Si ведет к сдвигу кинетического режима сегрегации в область более высоких температур роста (рис. 4.1). Это позволяет достичь малых значений коэффициента сегрегации при температурах роста, для которых не так существенны ограничения, накладываемые критической толщиной эпитаксиального роста Si. Однако данный метод подавления сегрегации не получил широкого распространения, в частности из-за различий в конструкции установок сублимационной МПЭ и «стандартных», коммерчески выпускаемых установок МПЭ, в которых молекулярный поток кремния создается с помощью электронно-лучевого испарения, а поток примеси поступает на подложку из отдельных источников. В методе сублимационной МПЭ больших скоростей роста удается достичь за счет малого расстояния между источником и подложкой (единицы сантиметров). Но при этом наблюдается существенно неоднородное распределение осаждаемых элементов на подложках, размер которых больше размера источника. Также малое расстояние между источником и подложкой затрудняет рост гетероструктур, для формирования которых необходимо

несколько источников. В коммерческих МПЭ установках для создания на Si пластинах диаметром ≥ 76 мм однородного распределения потоков от различных источников расстояние между источниками и подложкой составляет 30 см и более. При таком расстоянии между источниками и подложкой технологически трудно обеспечить стабильный поток Si, необходимый для достижения скоростей роста >1 мкм/ч. Кроме этого, высокие скорости роста существенно затрудняют формирование структур и решеток, в которых толщина отдельных слоев, различающихся составом или концентрацией примеси, составляет единицы нанометров. Это связано с конечным (~ 0.1 с) временем срабатывания заслонок источников в установках МПЭ.

Необходимо отметить, что в начале 90-ых годов во многом была решена проблема получения эпитаксиальных Si структур p-типа с контролируемым распределением примеси. Это было связано с заменой источников бора в установках МПЭ. Дело в том, что элементарный бор характеризуется низким давлением собственных паров и для его испарения из элементарного состояния требуются высокие ($>1500^{\circ}\text{C}$) температуры. Поэтому до начала 90-ых годов для создания потока бора использовалось его испарение из соединений B_2O_3 или HBO_2 . Однако при испарении бора из этих соединений происходило также выделение кислорода, который встраивался в структуры, формируемые при температурах роста $<700^{\circ}\text{C}$ [251], что значительно ухудшало их структурные и электрофизические характеристики. Развитие оборудования для МПЭ систем в начале 90-ых годов привело к созданию эффузионных источников (ячеек Кнудсена), которые могли обеспечить рабочие температуры $>1500^{\circ}\text{C}$ в условиях сверхвысокого вакуума. Такие источники позволили создавать поток бора за счет его испарения из элементарного состояния [252, 253]. Отсутствие сопутствующего кислорода при испарении бора из элементарного состояния открыло возможности по росту Si:B структур при температурах $<700^{\circ}\text{C}$ [239, 253, 254]. Исследования таких структур показали, что смена механизма сегрегации бора с

равновесного на кинетически ограниченный происходит при $T=600^0-650^0\text{C}$ [224, 253, 254]. В результате коэффициент сегрегации бора оказывается малым ($r=1\div 10$) уже при температурах роста $450^0\div 550^0\text{C}$, для которых отсутствуют ограничения на критическую толщину эпитаксиального роста кремния. При этих T роста были получены Si:B/Si(001) структуры с 100% электрической активацией бора вплоть до его концентраций $>10^{20}\text{ см}^{-3}$, с градиентом распределения бора на границе легированных слоев до 2 нм/декаду [254]. Меньшая сегрегация бора в кремнии по сравнению с другими акцепторными и донорными примесями связывается с тем, что размер атома бора меньше, чем размер атома кремния, а связь Si-B более сильная, чем Si-Si [221]. В рамках модели термоактивационного обмена это находит отражение в уменьшении энергетической разницы в положении атома бора на поверхности и в первом слое формируемой пленки [224, 239].

Еще одной тенденцией, появившейся в начале 90-ых годов, стал интерес к исследованию сегрегации примеси в напряженных SiGe/Si структурах, выращенных на кремнии [222, 224, 239, 253]. Это было обусловлено их использованием для создания высокочастотных гетероструктурных биполярных транзисторов [255, 256] и структур с высокоподвижным двумерным газом носителей заряда (см. обзор [38]). Для обоих типов устройств требовалось селективное легирование SiGe структур акцепторной или донорной примесью. Первые исследования продемонстрировали, что состав и упругие напряжения SiGe слоев оказывают существенное влияние на сегрегацию примесей [222, 239, 253, 257]. Исследования сегрегации примесей осложнялись тем фактором, что сам Ge сегрегирует при росте SiGe структур [64, 258]. Кроме этого при росте напряженных SiGe слоев на Si(001) происходит релаксация их упругих напряжений через формирование дислокаций и/или развитие шероховатости поверхности [7-9], что затрудняет интерпретацию результатов по сегрегации примесей в SiGe/Si напряженных структурах. Релаксация упругих напряжений при росте SiGe слоев с высокой долей Ge на кремнии через развитие шероховатости поверхности и смену

механизма роста с двумерного на трехмерный препятствует получению планарных, релаксированных Ge слоев на кремнии (см. Главу 1). Для подавления трехмерного роста Ge на Si было предложено использовать третий элемент, так называемый «сурьфактант» - примесь, которая при эпитаксиальном росте сегрегирует на поверхность как кремния, так и германия [259]. Сегрегация примеси подавляет сегрегацию и поверхностную диффузию атомов Ge, что препятствует смене его режима роста с двухмерного на трехмерный. Наиболее подходящей примесью на роль сурьфактанта при росте Ge на Si подложках с различной кристаллографической ориентацией оказалась сурьма, которая при типичных температурах роста $\geq 500^{\circ}\text{C}$ сегрегирует как в Si, так и в Ge пленках. С использованием Sb в качестве сурьфактанта на Si(111) и Si(001) подложках были получены релаксированные Ge слои с малой шероховатостью поверхности и достаточно низкой плотностью дефектов [259-262]. Концентрация фоновой донорной примеси в них могла быть значительно уменьшена за счет выбора температуры роста [261], а дополнительное легирование при росте Ge бором позволило получить релаксированные р-Ge/Si слои [262]. В ряде работ сурьма была использована не для получения планарных Ge релаксированных слоев, а для модификации островкового роста Ge [187-189].

Успешные работы по использованию сурьфактанта при росте Ge на Si инициировали работы по применению данного подхода для решения проблемы сегрегации донорных примесей в кремнии. Однако для доноров в Si не удалось найти широко используемого при МПЭ росте элемента, который бы выступал для элементов V группы в качестве сурьфактанта. Поэтому было предложено использовать в этой роли атомарный водород [263]. Введение с помощью специального, высокотемпературного источника потока атомарного водорода при росте Si:Sb слоя методом МПЭ привело к уменьшению коэффициента сегрегации Sb при 500°C на два порядка величины, до значений ~ 100 [263]. Однако исследования структурных

свойств выращенных образцов показали генерацию большого числа прорастающих дефектов в структуре при превышении Si:Sb:H слоем толщины в 10 нм [263]. Измерения же электрофизических свойств продемонстрировали низкую ($<10^{18}$ см⁻³) концентрацию электронов в легированных слоях, что указывает на низкую электрическую активацию атомов Sb [263]. В целом отрицательные результаты, полученные при использовании атомарного водорода, стали причиной того, что подход, основанный на использовании сурфактанта для подавления сегрегации доноров в Si, не получил дальнейшего развития.

Описанные выше проблемы с использованием метода LT MBE для получения n-Si слоев, в котором использовались низкие температуры роста ($<300^{\circ}\text{C}$), возможно стали одной из причин серии работ, появившихся во второй половине 90-ых годов, по исследованию сегрегации доноров в Si при более высоких температурах, в диапазоне температур $300^{\circ}\div 500^{\circ}\text{C}$ [238, 264-266]. Модель термоактивационного обмена предсказывала резкое падение коэффициента сегрегации доноров в этом температурном диапазоне (рис. 4.1) [155]. Однако исследования, выполненные различными методами для Sb и P, показали, что экспериментально определенные значения коэффициента сегрегации, значительно выше, чем следует из модели термоактивационного обмена (рис. 4.4). То есть режим кинетически ограниченной сегрегации в модели для термоактивационного обмена не позволял с использованием физически обоснованных параметров описать полученные в диапазоне температур роста $300^{\circ}\div 500^{\circ}\text{C}$ экспериментальные данные [266]. Для их описания была разработана модель, в которой рассмотрена сегрегация примеси при ее встраивании в атомарные ступени на vicинальной поверхности Si(001) (рис. 4.5) [266, 267]. Ранее подобная модель была предложена в работе [268] для микроскопического обоснования феноменологической модели из работы [226]. В рамках развитой модели полагалось, что примесь встраивается в растущую пленку, если она блокируется на краю ступени [266] или в ее изломе [268] атомом основного вещества (рис. 4.5).

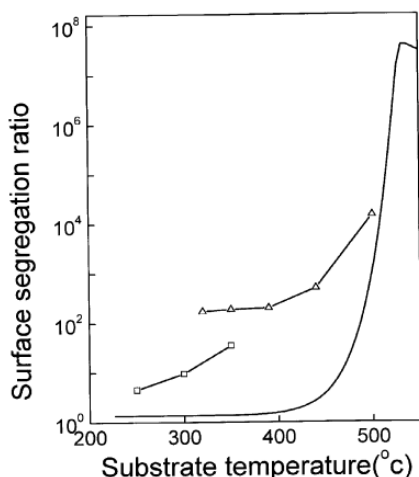


Рис. 4.4. Температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в Si(001): линия – теоретическая зависимость $r(T)$ из модели термоактивационного обмена [155]; символы – экспериментальные данные из работ [265] (Δ) и [266] (\square). Рисунок взят из работы [266].

«Вскарabкивание» атома примеси на ступень приводит к его сегрегации (рис. 4.5). В моделях сегрегации на ступенях введен учет поверхностной диффузии атомов, их встраивания и ухода из изломов ступеней. Учет этих механизмов приводил к более сильной зависимости коэффициента сегрегации от скорости осаждения (V_g) ($r \sim V_g^{-0.5}$ в работе [266] и $r \sim V_g^{-1}$ в работе [268]), чем в модели термоактивационного обмена и появлению зависимости коэффициента сегрегации от угла разориентации подложки относительно направления (001). Использование модели сегрегации на ступенях позволило достаточно хорошо описать имеющиеся экспериментальные данные по сегрегации Sb и P при эпитаксии на Si(001)

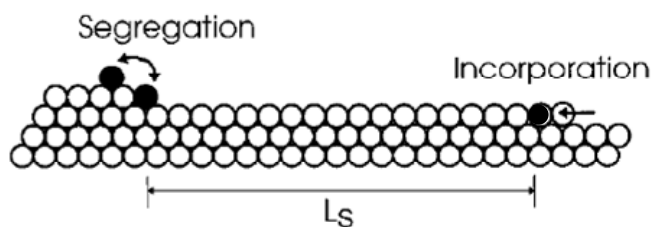


Рис. 4.5. Схематическое изображение сегрегации и встраивания примеси в vicинальную ступень. Светлые кружки – атомы основного вещества, темные – атомы примеси. L_s – размер террасы между соседними ступенями. Рисунок взят из работы [265].

при низких температурах, включая качественную зависимость сегрегационных свойств от скорости роста и ориентации подложки [266]. При этом полученные значения энергетических барьеров, характеризующих сегрегацию на ступенях, оказались меньше, чем в модели термоактивационного обмена [266]. Это связывалось с меньшими энергетическими барьерами при поверхностной диффузии атомов, с которой связана сегрегация примесей на ступенях, по сравнению с их объемной диффузией, с которой ассоциируется модель термоактивационного обмена.

Однако применение только модели сегрегации на ступенях не позволяло корректно описать данные по сегрегации доноров в кремнии при высоких температурах и в области перехода от режима равновесной сегрегации к кинетически ограниченной в модели термоактивационного обмена. Описание температурной зависимости сегрегационных свойств доноров в широком диапазоне температур роста было достигнуто за счет объединения двух моделей сегрегации [269]. В «объединенной модели» [269] полагалось, что термоактивационная модель отвечает за сегрегацию примесей на террасах. В данной модели основными параметрами являлись четыре значения энергии (по две на каждый механизм), которые, аналогично модели термоактивационного обмена (рис. 4.2), характеризовали барьеры для активации (E_A) и движущую силу (E_I) того или иного механизма сегрегации [269].

Согласно объединенной модели сегрегации существует несколько режимов сегрегации, которые проявляются в различных диапазонах температур роста (рис. 4.6) [269]. При низких температурах ($T_p \rightarrow 0$) все сегрегационные процессы подавлены. При этом коэффициент сегрегации равен двум монослоям (область I на рис. 4.6). При повышении температуры первым «включается» кинетический режим сегрегации на ступенях, при котором коэффициент сегрегации увеличивается с температурой (область II на рис. 4.6). Дальнейшее повышение температуры приводит к активации механизма сегрегации на террасах (область III на рис. 4.6), который

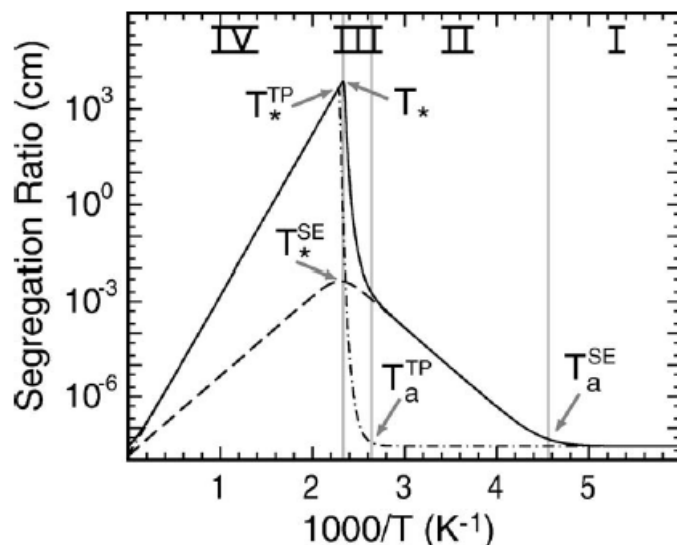


Рис. 4.6 Характерная температурная зависимость коэффициента сегрегации примеси. Сплошная линия – предсказания «объединенной модели» сегрегации, учитывающей два механизма сегрегации; пунктирная линия - учет только сегрегации на ступенях; штрихпунктирная – только сегрегация на террасах. Римскими цифрами отмечены области, соответствующие различным механизмам сегрегации (см. текст). Рисунок взят из работы [269].

становится доминирующим механизмом сегрегации, так как террасы занимают значительно большую долю поверхности, по сравнению со ступенями. В этом режиме наблюдается резкий рост коэффициента сегрегации в небольшом интервале температур роста. При относительно высоких температурах роста основным является равновесный режим сегрегации на террасах, при котором коэффициент сегрегации уменьшается с ростом температуры (область IV на рис. 4.6). При $T_p \rightarrow \infty$ атомы имеют достаточную энергию, чтобы преодолеть любые барьеры, связанные с сегрегацией. Поэтому, как и в случае низких температур, коэффициент сегрегации в этом случае стремится к значению в два монослоя [263].

Наилучшее описание имеющихся к середине 2000-ых годов экспериментальных данных по сегрегации Sb в Si(001) эпитаксиальных структурах с использованием модели из работы [269] было получено при значениях энергии активации и движущей силы $E_A^T = 1.9$ эВ и $E_I^T = 1.03$ эВ для сегрегации на террасах и $E_A^S = 1.19$ эВ и $E_I^S = 0.37$ эВ для сегрегации на

ступенях при значении частотного фактора $\nu=10^{13} \text{ c}^{-1}$, скорости роста в 1 МС/с и длине террасы в 25 постоянных решеток Si. Полученные значения E_A^T и E_I^T оказались близкими (чуть меньше) к энергиям, полученным в термоактивационной модели сегрегации [155]. Обе определенные из моделирования энергии, характеризующие механизм сегрегации на ступенях, меньше, чем энергетические барьеры для сегрегации на террасах [264], что, как было указано выше, вызвано меньшими энергетическими барьерами для поверхностной диффузии атомов по сравнению с объемной диффузией.

Среди работ, опубликованных в 2000-ых годах, посвященных проблеме легирования кремния донорами, можно отметить использование низкотемпературного зарощивания кремнием предосажденного слоя Sb для создания тонких контактных слоев к ПЗС матрицам для повышения их чувствительности в ультрафиолетовом диапазоне [270, 271]. В это же время был предложен метод формирования δ -легированных Si:P слоев с использованием газового источника (PH_3) [272-275]. В предложенном методе поверхность кремния выдерживалась при низких температурах в потоке PH_3 , что приводило к адсорбции на поверхности до 0.33 монослоя фосфора [274]. Далее образец отжигался при $550^0\text{--}600^0\text{C}$ для внедрения (диффузии) адсорбированного фосфора вглубь образца. После этого при различных температурах выращивался покровный слой Si. Было продемонстрировано, что отжиг адсорбированного PH_3 слоя при 500^0C и его зарощивание слоем Si при 250^0C позволяет получать δ -легированные слои Si:P со слоевой концентрацией электронов до $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [274, 275]. Согласно магниторезистивным исследованиям полученных слоев проявляется эффект слабой локализации, что свидетельствует о двумерном характере проводимости [274, 275]. Были определены длина свободного пробега электронов в полученных слоях и длина, на которой сохраняется когерентность их фазы, которые при максимальной концентрации электронов достигали значений ~ 8 и ~ 80 нм, соответственно [275]. Модификацию описанного метода легирования Si фосфором было предложено использовать

для создания кубитов на основе ядерного спина изотопа P^{31} [272]. В этой модификации места для адсорбции PH_3 освобождались на Si:H поверхности с помощью локального «испарения» отдельных атомов водорода под иглой сканирующего туннельного микроскопа [272].

Однако стоит отметить, что большинство работ, опубликованных в первом десятилетии XXI века, были посвящены проблеме легирования уже не кремния, а SiGe структур [223, 276-282]. При этом интерес к легированию донорами Ge слоев на кремнии резко вырос после публикации работы [283], в которой было теоретически показано возможность достижения усиления излучения в n-Ge растянутых слоях. Такие слои, сформированные на кремнии, могли бы стать материалом для эффективных источников излучения для кремниевой оптоэлектроники. В это время были начаты исследования влияния температуры роста, состава и деформации SiGe слоев на сегрегацию доноров [276, 279, 280]. Выполненные исследования показали качественное сходное с кремнием температурное поведение коэффициента сегрегации доноров в германии [281]. Для Ge были адаптированы часть методов селективного легирования, развитых ранее для кремния [223, 277, 279], что позволило получить однородно и δ -легированные n-Ge/Si слои.

Таким образом, анализ литературных данных показал, что проблема легирования кремния акцепторами во многом была решена за счет использования потока атомарного бора из высокотемпературных источников. В области же получения n-Si слоев были достаточно хорошо экспериментально исследованы температурные зависимости сегрегационных свойств основных доноров (Sb и P) для кремния, были развиты теоретические модели, позволяющие описать полученные экспериментальные результаты, и были предложены различные подходы для решения проблемы сегрегации доноров в Si. Несмотря на то, что предложенные подходы позволяли получать сильнолегированные n-Si структуры с резким распределением доноров, каждый из них обладал тем или иным недостатком, к которым можно отнести:

- сложность используемого оборудования в случае применения ионного внедрения;

- относительно низкое кристаллическое качество получаемых легированных слоев при использовании твердофазной эпитаксии и ионного внедрения;

- ограниченность применения в случае использования больших скоростей роста в методе сублимационной МПЭ;

- трудность получения толстых легированных слоев при использовании ЛТ МПЭ.

Для SiGe и Ge структур имелось гораздо меньше экспериментальных данных по зависимости сегрегационных свойств доноров от условий роста и параметров структур. Имеющиеся экспериментальные данные, в частности, указывали на качественную схожесть температурной зависимости коэффициента сегрегации сурьмы в Ge на такую зависимость в кремнии.

4.2. Общее описание оригинального метода селективного легирования донорами SiGe структур

Приведенный выше анализ литературных данных показал, что одним из простых и эффективных способов добиться резкого роста концентрации сегрегирующей примеси в начале формирования легированного слоя может быть предосаждение примеси (т.н. технология «pre-build-up») [226]. Количество предосажденной примеси в этом подходе зависит от необходимого уровня легирования и используемой температуры роста, которая, через температурную зависимость коэффициента сегрегации, определяет долю встраиваемой примеси. Одним из ограничений для метода является максимальное количество примеси на поверхности, не приводящее к деградации кристаллического качества формируемых легированных слоев. Это количество вместе с минимальным коэффициентом сегрегации, который зависит от выбора температуры роста, определяет максимальный для этого метода уровень легирования. Рост легированных слоев с однородным

уровнем легирования при использовании этого метода проходит при подаче на поверхность роста потока примеси, который равен потоку примеси, встраиваемой в объем пленки.

В тоже время анализ литературы не позволяет однозначно выбрать универсальный метод, который бы, с одной стороны, обеспечивал резкое уменьшение концентрации примеси при переходе от роста легированного слоя к нелегированному без ухудшения кристаллического качества формируемой структуры, а с другой стороны, не требовал бы для своей реализации дополнительного оборудования и не приводил бы к существенному увеличению времени роста структур.

Одним из главных результатов, который может быть получен из имевшихся в литературе экспериментальных данных, является наличие на температурной зависимости коэффициента сегрегации Sb в кремнии максимума с $r \sim 10^6$ в районе $T = 500^{\circ} \div 550^{\circ} \text{C}$, который соответствует смене режима сегрегации на террасах с кинетически ограниченного на равновесный [155, 269], и области относительно малых ($r \sim 10^2$) значений коэффициента сегрегации в диапазоне температур $T = 300^{\circ} \div 400^{\circ} \text{C}$, в области кинетически ограниченного режима сегрегации на ступенях (рис. 4.4) [265, 266]. Это означает, что при $T \sim 300^{\circ} \text{C}$ в растущую пленку Si(001) встраивается один из ста атомов Sb, находящихся на поверхности, а при $T \sim 500^{\circ} \text{C}$ – только один из миллиона. Таким образом, изменением температуры роста лишь на $\sim 200^{\circ} \text{C}$ можно достичь изменения коэффициента сегрегации Sb в Si(001) структурах на 4 порядка, а значит и настолько же поменять ее объемную концентрацию в них. Небольшое количество имевшихся данных по сегрегации Sb в SiGe и Ge структурах, указывают на качественно схожую с кремнием температурную зависимость коэффициента сегрегации Sb в них. То есть, можно ожидать, что для этих структур можно за счет изменения температуры роста в небольшом диапазоне добиться значительного изменения коэффициента сегрегации Sb. Отмеченные особенности в температурной зависимости коэффициента

сегрегации Sb стали основой развитого метода контролируемого легирования Si и Ge структур сегрегирующими примесями.

Схематически изменения температуры роста, потоков основного вещества и примеси, которые необходимы для реализации предлагаемого метода легирования, изображены на рисунке 4.7. В области 1 на рисунке 4.7 происходит рост нелегированного слоя Si или Ge при некоторой температуре. После окончания формирования этого слоя рост останавливается и температура понижается до значения T_1 , при которой, с одной стороны, наблюдается низкое значение коэффициента сегрегации примеси, а, с другой стороны, еще не происходит заметного ухудшения кристаллического качества эпитаксиального слоя (область 2 на рис. 4.7). Первым этапом роста легированного слоя является предосаждение примеси при низкой температуре в отсутствие потока основного вещества (область 3 на рис. 4.7). Как отмечалось выше это необходимо для резкого увеличения

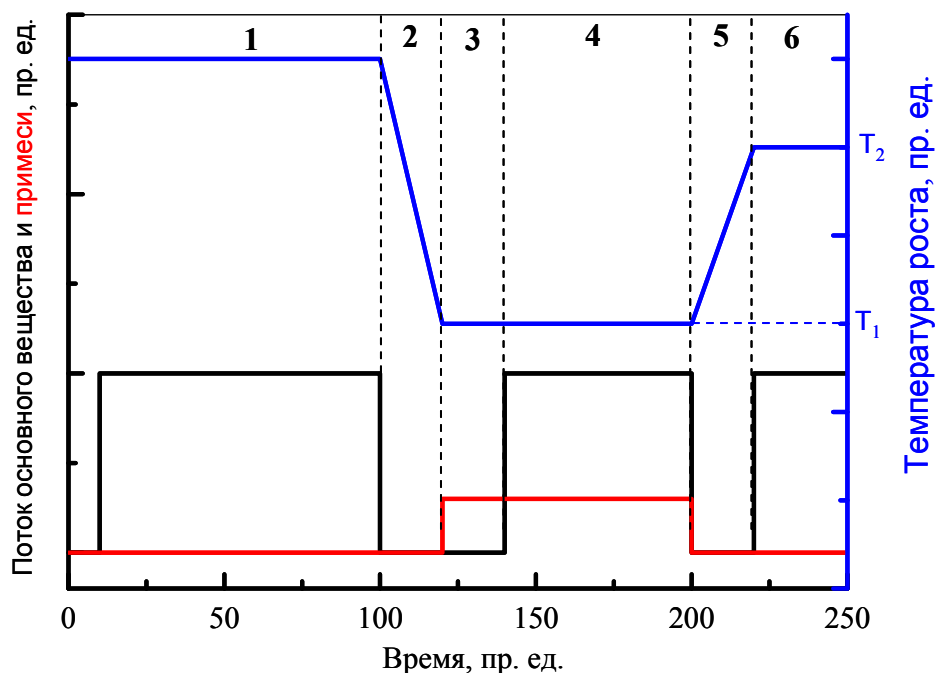


Рис. 4.7 Схематическое изображение изменения температуры роста (синяя линия), потоков основного вещества (черная линия) и примеси (красная линия), которые необходимы для реализации развитого метода легирования. Цифрами обозначены разные стадии роста структуры (см. описание в тексте).

объемной концентрации примеси в начале роста легированного слоя. Количество предосажденной примеси определяется значением коэффициента сегрегации примеси при температуре T_1 и необходимым уровнем легирования слоя. Сам рост легированного слоя (область 4 на рис. 4.7) проходит при температуре T_1 при соотношении потоков основного вещества и примеси, которые обеспечивали бы компенсацию уменьшения концентрации примеси на поверхности за счет ее встраивания в растущий слой.

Переход от роста легированного слоя к формированию нелегированного слоя осуществляется в два этапа. На первом этапе рост останавливается (перекрываются потоки основного вещества и примеси) и температура роста повышается до температуры T_2 , которая соответствует максимуму на температурной зависимости коэффициента сегрегации примеси (область 5 на рис. 4.7). На втором этапе происходит рост самого нелегированного слоя при этой температуре при отсутствии потока примеси (область 6 на рис. 4.7). При этом на поверхности роста остается некоторое количество примеси, которое накопилось в результате сегрегации при росте легированного слоя. Однако из-за большого значения коэффициента сегрегации при T_2 в объем растущей пленки встраивается лишь малая доля примеси, находящейся на поверхности. Как было указано выше, для случая легирования слоя кремния Sb при $T_2 \sim 500^\circ\text{C}$ в растущий на подложке (001) слой будет встраиваться только один из миллиона атомов Sb, находящихся на поверхности.

Если дизайн структуры требует формирования в ней нескольких легированных областей, то шаги, соответствующие областям 2-6 на рисунке 4.7 повторяются необходимое число раз. Если дизайн структуры требует удаления с поверхности сегрегированной примеси, она может быть десорбирована с поверхности за счет кратковременного отжига в вакууме при температурах, когда существенна десорбция примеси ($T > 750^\circ\text{C}$ в случае

Sb на поверхности Si(001) [228]). Также примесь с поверхности выращенных структур может быть удалена “влажным” или “сухим” травлением.

Необходимыми условием для практической реализации предложенного метода легирования является точная калибровка потока примеси из источника и детальное знание температурной зависимости коэффициента сегрегации примеси в диапазоне температур, который охватывает область от кинетически ограниченного режима сегрегации на ступенях до области перехода режима сегрегации на террасах с кинетически ограниченного на равновесный. Как показывает анализ литературы, температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в Si(001) структурах была уже достаточно хорошо экспериментально и теоретически изучена в нужном температурном диапазоне [155, 238, 264-267, 269]. Однако имеющиеся экспериментальные данные характеризовались довольно большим разбросом (см. рис. 4.4). Кроме этого, из-за описанных ниже трудностей при определении абсолютных значений температуры подложки в методе МПЭ, желательно иметь зависимость $r(T)$ для конкретной установки роста. Для Ge(001) и SiGe/Si(001) структур к моменту, когда был предложен описанный метод легирования, зависимость $r(T)$ для сурьмы в нужном температурном диапазоне не была определена экспериментально, и не анализировалась теоретически.

Можно отметить, что для реализации предложенного метода, в принципе должна быть известна зависимость коэффициента сегрегации от концентрации примеси, находящейся на поверхности. Как было показано при исследовании сегрегации Ge в Si, при достаточно большой концентрации Ge на поверхности наблюдается так называемый режим «самоограниченной сегрегации» (self-limiting segregation), при котором коэффициент сегрегации оказывается меньше, чем при малой концентрации примеси на поверхности [64]. Исследования, выполненные по сегрегации Sb в Si(001), также показали существование немонотонной зависимости r от концентрации Sb на поверхности [264]. Однако эта зависимость начинается проявляться при

концентрации Sb на поверхности > 0.1 МС (МС – монослой $\approx 6.8 \times 10^{14}$ ат/см² для поверхности Si(001)) [264]. Поэтому при концентрации Sb на поверхности меньше этого значения для фиксированной скорости роста можно считать, что коэффициент сегрегации примеси зависит только от температуры роста.

Таким образом, для практической реализации предлагаемого метода легирования необходимо знание зависимостей $r(T)$ для сурьмы в Si и Ge структурах, а также зависимости потока атомов сурьмы от параметров ее источника (например, от температуры эффузионной ячейки). В следующем параграфе описаны методики для экспериментального определения этих зависимостей, и результаты по их использованию.

4.3. Температурные зависимости коэффициента сегрегации Sb в Si, Ge и SiGe структурах

Исследованные в этой Главе структуры были выращены на описанной в Главе 1 высоковакуумной установке МПЭ Riber Siva-21 на подложках Si(001) и Ge(001). Осаждение Si и Ge осуществлялось с помощью ЭЛИ. Как было отмечено выше, одним из преимуществ использования сурьмы в качестве донора при МПЭ SiGe структур является простота создания ее молекулярного потока. С одной стороны зависимость давления собственных паров сурьмы от температуры позволяет создавать нужный поток примеси уже при невысоких температурах (в данной работе - $< 450^{\circ}\text{C}$). Это возможно при использовании для ее испарения стандартных эффузионных ячеек Кнудсена. Современные источники такого типа позволяют поддерживать температуру с точностью до десятых долей градуса Цельсия, что гарантирует высокую стабильность потока примеси в процессе роста. С другой стороны, давление собственных паров сурьмы достаточно низкое, чтобы минимизировать ее реиспарение с нагретых частей камеры роста МПЭ системы и, следовательно, минимизировать и так называемый «эффект памяти» при использовании Sb. Контроль скоростей роста и состояния

поверхности осуществлялось аналогично экспериментам, описанным в разделе 1.2 Главы 1.

В главе 1 было указано, что для измерения температуры подложки в МПЭ установке Riber Siva-21 использовалась термопара, показания которой калибровались с помощью ИК пирометра IMPAC IS 12, специализированного для измерения температуры кремния. Данный пирометр позволял измерять температуру Si подложки до $T \sim 450^{\circ}\text{C}$ и провести калибровку показаний термопары до этой температуры. Проведенная калибровка в диапазоне температур подложки $450^{\circ} \div 850^{\circ}\text{C}$ была близка к линейной зависимости показаний термопары (T_{tc}) от показаний пирометра (T_{pyr}) (рис. 4.8). Но, как было отмечено выше, эксперименты по развитию метода селективного легирования требовали проведения ростовых экспериментов при более низких температурах роста. Поэтому была проведена дополнительная калибровка показаний термопары с использованием развитого в ИФМ РАН, в лаборатории к.ф.м.н. П.В. Волкова

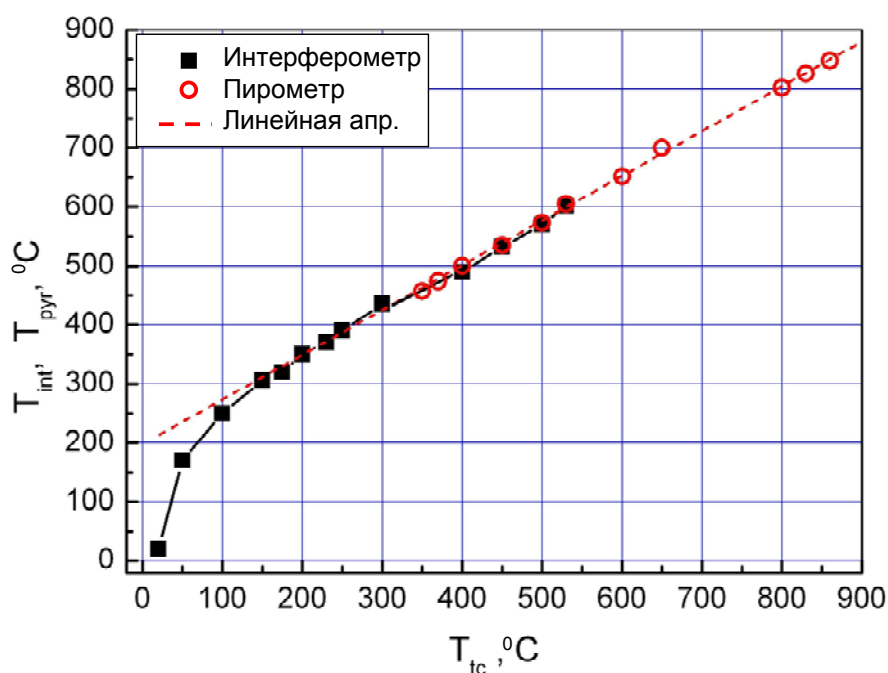


Рис. 4.8 Калибровочные кривые, связывающие показания термопары (T_{tc}) с температурой подложки, измеренной с помощью ИК пирометра (T_{pyr}) и низкокогерентной интерферометрии (T_{int}). Пунктирная красная линия – линейная аппроксимация полученной двумя методами калибровочной кривой.

оригинального метода бесконтактного измерения температуры с помощью низкокогерентной интерферометрии [183].

Использование данного метода позволило откалибровать термопару вплоть до комнатной температуры (рис. 4.8) [A49]. Проведенные измерения продемонстрировали, что линейная зависимость между показаниями термопары и реальной температурой подложки, полученная с помощью пирометра в области высоких температур, сохраняется до температуры $T \sim 250^{\circ}\text{C}$ (рис. 4.8) [A49]. Приведенная на рисунке 4.8 калибровка показаний термопары использовалась в дальнейшем для определения реальной температуры подложки.

Концентрация и распределение сурьмы в исследованных структурах определялось из послойного ВИМС анализа, выполненного на установке ВИМС TOF.SIMS-5 с время-пролетным масс-анализатором к.ф.-м.н., с.н.с. ИФМ РАН М.Н. Дроздовым. Послойное травление проводилось ионами Cs^+ с энергией от 0.5 до 2 кэВ при токе пучка в сотни нА. Для анализа использовались зондирующие ионы тяжелого элемента Bi^+ с массой 209 а.е.м. с энергией 25 кэВ и очень малой величиной тока пучка (~ 1 пА). Такой режим послойного анализа позволяет реализовать высокую чувствительность для практически любых тяжелых ионов, при этом разрешение по глубине определяется низкоэнергетическими распыляющими ионами [284]. Для повышения чувствительности ВИМС к концентрации сурьмы в исследуемых структурах в спектрах ВИМС анализировалась не линия, соответствующая изотопу ^{121}Sb , а линии, соответствующие комплексу атома Sb с атомом вещества матрицы (Si или Ge) [222], [A36, A51]. Для улучшения воспроизводимости количественных измерений методом ВИМС от образца к образцу интенсивность сигнала для комплекса атома Sb с Si или Ge нормировалась на интенсивность сигнала от изотопа соответствующего матричного элемента (^{30}Si для Si:Sb структур и ^{74}Ge – для Ge:Sb). Таким образом, для количественного определения концентрации Sb из послойного ВИМС анализа Si:Sb структур использовались отношения интенсивностей

сигналов от $^{149}\text{SiSb}$ комплекса и ^{30}Si изотопа (сигнал $^{149}\text{SiSb}/^{30}\text{Si}$). Количественная калибровка данных ВИМС осуществлялась за счет анализа однородно легированных сурьмой $\text{Si}(001)$ и $\text{Ge}(001)$ подложек, концентрация Sb в которых была известна. Исследования структур с различной концентрацией Sb показали отсутствие зависимости полученных количественных калибровок от концентрации примеси. Описанный выше подход позволил для используемой установки ВИМС TOF.SIMS-5 достичь предела чувствительности к объемной концентрации Sb в кремнии $0.5\text{-}1\cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ (в зависимости от условий измерения) [A36], а в германии $\sim 5\cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ [A50, A51]. ВИМС анализ использовался также для качественного сравнения концентрации кислорода и углерода в исследованных структурах.

Концентрация носителей заряда в выращенных структурах определялась из измерения эффекта Холла и/или вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Большинство измерений эффекта Холла выполнены в геометрии Ван дер Пау при комнатной температуре. Для исследования магнитотранспорта в δ -легированных $\text{Si:Sb/Si}(001)$ и $\text{Ge:Sb/Ge}(001)$ структурах при низких температурах на них с помощью оптической литографии и плазмохимического травления были сформированы холловские мостики. Омические контакты к структурам формировались путем магнетронного осаждения Au/Ti слоев. Для исследования профиля концентрации носителей заряда из ВФХ формировались диоды Шоттки. Для этого на поверхности изучаемых образцов методом магнетронного напыления формировались металлические Al контакты диаметром от 20 до 500 мкм. Для уменьшения влияния подложки на результаты измерений омический контакт формировался так же на поверхности выращенных структур. Измерение ёмкости осуществлялось на частоте 1 МГц при комнатной температуре для Si:Sb структур и при 77К – для Ge:Sb структур. Измерения вольт-фарадных характеристик выполнены с.н.с. ИФМ РАН А.В. Мурелем и с.н.с. ИФМ РАН, к.х.н. В.Б. Шмагиным.

Как было показано выше, для реализации предлагаемого метода селективного легирования Si и Ge структур необходимо точно контролировать поток атомов Sb из источника. Поэтому одним из первых этапов по реализации предлагаемого метода легирования стала тщательная калибровка зависимости потока атомов Sb от температуры эффузионной ячейки. С этой целью на высокоомных (с удельным сопротивлением > 1 кОм*см) Si(001) подложках при $T_p = 320^\circ\text{C}$ была выращена серия легированных Si:Sb слоев толщиной 200 нм. Для этой серии структур варьировалась температура источника Sb во время роста Si:Sb слоев. ВИМС исследования выращенных структур показали, что использование низкой температуры роста позволило минимизировать переходную область в начале формирования легированного слоя и сделать эту область значительно меньше толщины самого слоя. Поэтому с достаточно хорошей точностью можно считать выращенные Si:Sb слои однородно легированными. Благодаря формированию тестовых структур при низкой температуре можно было также пренебречь десорбцией примеси во время роста. Концентрация атомов Sb (N_{Sb}) в выращенных тестовых структурах определялась методом ВИМС с использованием полученных ранее количественных калибровок, а концентрация электронов (N_e) – из измерений эффекта Холла. Концентрации N_{Sb} и N_e , полученные с помощью этих двух методов, совпали в пределах погрешности эксперимента, что указывает на полную электрическую активацию примеси и высокое кристаллическое качество Si:Sb легированных слоев, выращенных при температуре роста $T_p = 320^\circ\text{C}$. Последний факт подтверждается также тем, что для всех тестовых структур картина ДБЭ во время роста оставалась полосковой, характерной для планарного режима роста без образования дефектов и развития значительной шероховатости поверхности. Выполненная калибровка позволила определить зависимость потока Sb от температуры ее источника (T_{Sb}) в диапазоне $T_{\text{Sb}} = 340^\circ\text{C} - 420^\circ\text{C}$, который соответствовал потоку Sb $F_{\text{Sb}} = 5 \times 10^9 \div 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (рис. 4.9). В данном диапазоне T_{Sb} экспериментальная зависимость $F_{\text{Sb}}(T_{\text{Sb}})$ с хорошей точностью

может быть аппроксимирована кривой $F_{Sb} = 0.687 \times \exp(T_{Sb}/14.94)$, где поток измерялся в $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, а T_{Sb} – в градусах Цельсия (рис. 4.9).

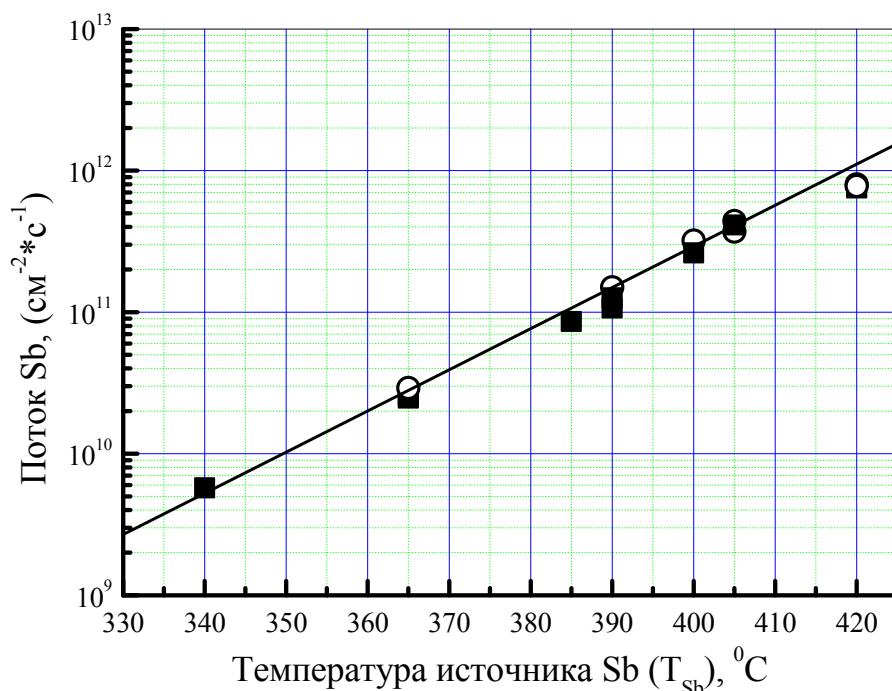


Рис. 4.9. Полученная зависимость потока атомов Sb от температуры ее источника. ○ данные ВИМС, ■ – данные, полученные из измерений эффекта Холла, черная линия - аппроксимация экспериментальных данных зависимостью $F_{Sb} = 0.687 \cdot \exp(T_{Sb}/14.94)$.

4.3.1. Температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в Si(001) гомоэпитаксиальных структурах

Вторым необходимым условием для реализации предлагаемого метода легирования является определение температурной зависимости коэффициента сегрегации Sb в кремнии и германии. Поскольку приведенные в литературе экспериментальные значения для $r(T)$ сурьмы в Si(001) структурах характеризуются заметным разбросом [264-266, 270], была выполнена серия экспериментов по определению этой зависимости для используемой в настоящей работе МПЭ установки и условий роста. Для этого на поверхность Si буфера осаждался 0.1 МС Sb, который заращивался слоем Si со скоростью 1 Å/с. Как было отмечено выше, 0.1 МС Sb – это максимальное количество сурьмы на поверхности при котором коэффициент

сегрегации Sb еще не зависит от ее концентрации [264]. Для определения зависимости $r(T)$ предосажденный слой Sb заращивался слоем Si, температура которого варьировалась в диапазоне $T_p = 300-450^\circ\text{C}$.

Типичные профили распределения Sb в данном типе структур, полученные методом ВИМС, для двух температур роста покровного слоя Si приведены на рисунке 4.10 [A42]. Из полученных профилей распределения Sb видно, что каждый из них может быть достаточно хорошо аппроксимирован одной экспоненциальной зависимостью (рис. 4.10). Это указывает на то, что, в соответствии с результатами работы [264], при количестве Sb на поверхности ≤ 0.1 МС ее коэффициент сегрегации не зависит от концентрации. Из полученных экспериментальных профилей распределения сурьмы (для каждой температуры роста покровного Si слоя) было определен коэффициент сегрегации в каждой точке на распределении Sb с использованием выражения:

$$r(x) = N_s(x)/N_b(x) \cdot 1/d_{\text{MC}} \quad (4.4)$$

где $N_b(x)$ – объемная концентрация Sb в конкретной точке, d_{MC} – толщина монослоя Si, которая равна 0.136 нм, $N_s(x)$ – поверхностная концентрация примеси в точке x , вычисленная путем интегрирования распределения Sb от поверхности до точки x . Усреднение полученных значений r позволило определить значение коэффициента сегрегации для конкретной температуры роста покровного слоя Si. Из рисунка 4.10 видно, что полученные значения r достаточно хорошо описывают экспериментальные данные для различных T_p .

Предел чувствительности для используемой установки ВИМС TOF.SIMS-5 к объемной концентрации Sb в кремнии $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ не позволяет определять описанным выше способом значения $r > 10^4$, которые соответствуют температурам роста $\geq 500^\circ\text{C}$ (рис. 4.1). Для определения высоких значений коэффициента сегрегации 0.05 МС Sb заращивалось при $T_p = 525^\circ\text{C}$ слоем Si толщиной 1 мкм. Концентрация электронов в этом слое была определена из вольтфарадных характеристик. Полагалось, что из-за

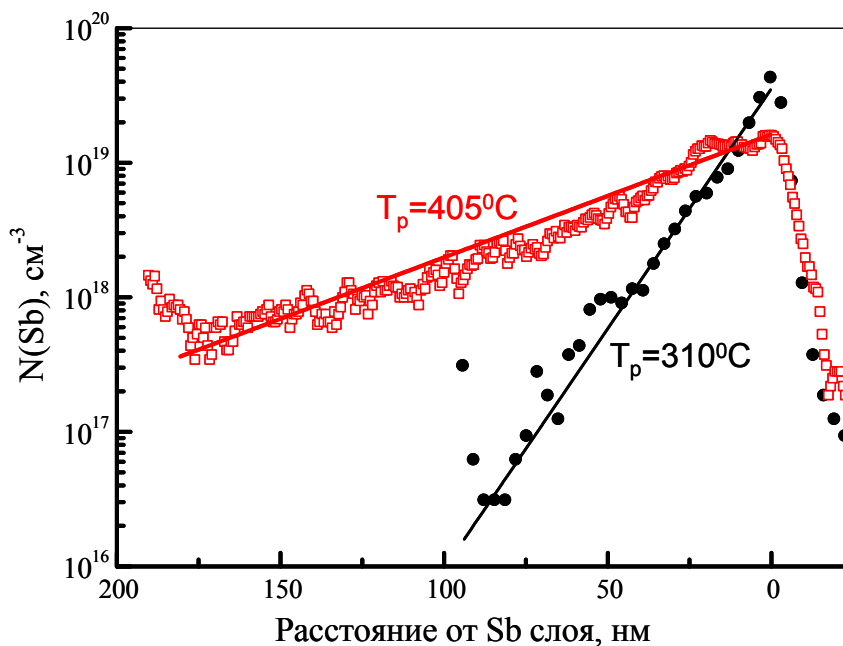


Рис. 4.10. Профили распределения Sb, полученные с помощью ВИМС для двух тестовых структур с различной температурой роста покровного слоя Si. Символы – экспериментальные данные, линии – профили распределения Sb по глубине, рассчитанные с использованием определенных средних значений коэффициента сегрегации ($r=90$ для $T_p=310^\circ\text{C}$ и $r=350$ для $T_p=405^\circ\text{C}$).

высоких значений r распределение сурьмы, а, следовательно, и концентрации электронов в Si слое будет близко к однородному. Согласно измерениям ВФХ концентрация электронов в Si слое, полученном при заращивании 0.05 MC Sb при $T_p=525^\circ\text{C}$, лежит в диапазоне $(0.5 \div 2) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует значениям коэффициента сегрегации Sb $r=(2 \pm 1) \times 10^5$. Полученный результат служит экспериментальным подтверждением сделанного выше предположения о возможности получения за счет выбора температуры роста слоев Si с низкой объемной концентрации электронов, несмотря на присутствие на поверхности роста большого количества Sb

Определенные экспериментальные значения коэффициента сегрегации Sb в Si(001) структурах вместе с литературными данными представлены на рисунке 4.11. Видно, что экспериментально полученные значения r близки к данным работы [264] (рис. 4.11), что связано с близкими используемыми условиями роста. Экспериментальная зависимость $r(T)$ в широком диапазоне

температур роста хорошо описывается с помощью «объединенной» модели сегрегации из работы [269]. При этом наилучшее согласие достигается при значениях энергий, характеризующих механизмы сегрегации на ступенях и террасах, которые отличаются от полученных в работе [269] меньше, чем на 0.05 эВ: энергия активации $E_A^T=1.94$ эВ и движущей силы $E_I^T=1.07$ эВ для сегрегации на террасах и $E_A^S=1.17$ эВ и $E_I^S=0.38$ эВ для сегрегации на ступенях [A36, A37]. Полученная экспериментальная зависимость $r(T)$ описывалась также с использованием модели, в которой полагается, что примесь накапливается не в поверхностном слое, как в модели из работы [269], а в адсорбционном слое [285]. Согласно модели из работы [285] для количественного описания сегрегации Sb при низких температурах роста необходим учет перехода механизма роста кремния от ступенчато-слоевого к двумерно-слоевому при понижении T_p ниже 500°C и формирования неравновесных изломов на краях 2D островков.

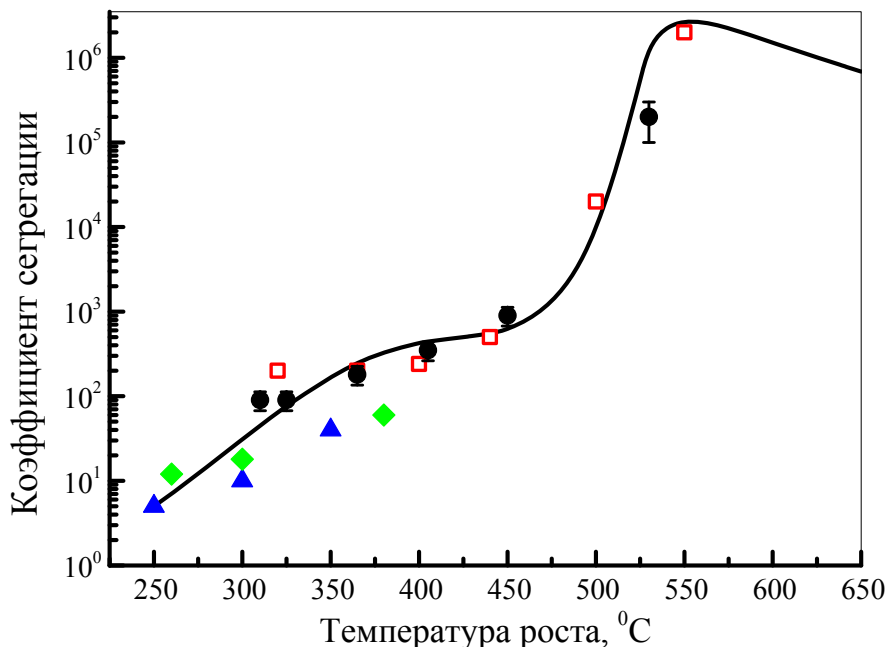


Рис. 4.11. Экспериментальные зависимости коэффициента сегрегации Sb в Si(001) структурах от температуры роста, полученные в диссертации (●) и в работах [264] (□), [266] (▲) и [270] (◆). Кривая — аппроксимация экспериментальных точек с использованием модели из работы [269].

Как видно из рисунка 4.11, заметного уменьшения коэффициента сегрегации сурьмы в Si(001) структурах можно достичь за счет снижения температуры роста ниже 300°C . Однако, как было отмечено в литературном обзоре к настоящей Главе, именно при $T_p < 300^{\circ}\text{C}$ начинается резкое уменьшение критической толщины эпитаксиального роста Si (см. рис. 4.3). Появление критической толщины эпитаксиального роста для Si(001) слоев, выращенных при $T_p < 300^{\circ}\text{C}$, является свидетельством накопления в них дефектов кристаллической решетки по мере увеличения их толщины [245], то есть указанием на высокую дефектность Si слоев, выращенных в этом температурном диапазоне. В тоже время литературные данные и результаты собственных исследований с помощью ДБЭ Si:Sb/Si(001) слоев, выращенных при $T_p \geq 300^{\circ}\text{C}$, показывают, что при этих температурах роста не наблюдается срыва эпитаксиального роста Si:Sb слоев до толщин в несколько сотен нанометров.

На полученной зависимости $r(T)$ в области $T_p = 300^{\circ}\text{C} - 325^{\circ}\text{C}$ наблюдается слабая зависимость коэффициента сегрегации Sb от температуры роста, то есть увеличение T_p с 300°C до 325°C не приводит к заметному росту коэффициента сегрегации (рис. 4.11). Однако такое увеличение T_p может приводить к улучшению кристаллического качества выращенных структур. Исходя из выше изложенного, в дальнейшем, при формировании селективно легированных Si:Sb/Si(001) структур температура роста в 325°C рассматривалась как наиболее низкая температура, которую можно использовать для роста структур. Таким образом, минимальный коэффициент сегрегации Sb при используемых в дальнейшем условиях роста будет $r \sim 90$ (рис. 4.11), то есть из 90 атомов Sb, находящихся на поверхности, в растущую пленку будет встраиваться только один атом примеси.

На основе полученных экспериментальных зависимостей потока атомов Sb от температуры ее источника и коэффициента сегрегации Sb от температуры роста была написана компьютерная программа, позволяющая для температур роста $T_p = 300 - 550^{\circ}\text{C}$ моделировать распределение Sb в

выращенных Si(001) структурах в зависимости от условий роста (температуры подложки, температуры источника Sb, скорости роста слоев и количества атомов Sb на поверхности). В этой программе из заданных условий роста, экспериментально определенных зависимостей $r(T)$ и потока Sb от температуры эффузионной ячейки по итерационной схеме понослойно вычислялись концентрации Sb на поверхности и в объеме структуры. Пример расчета распределения Sb, выполненный с помощью написанной программы, для структуры, в которой δ -слой Sb сурьмы зарастивался кремнием при $T_p=310^0\text{C}$, и распределение Sb, определенное с помощью ВИМС, представлены на рисунке 4.12. Видно, что рассчитанное распределение сурьмы позволяет не только хорошо описать изменение концентрации примеси в объеме пленки, но и сегрегированный слой Sb на

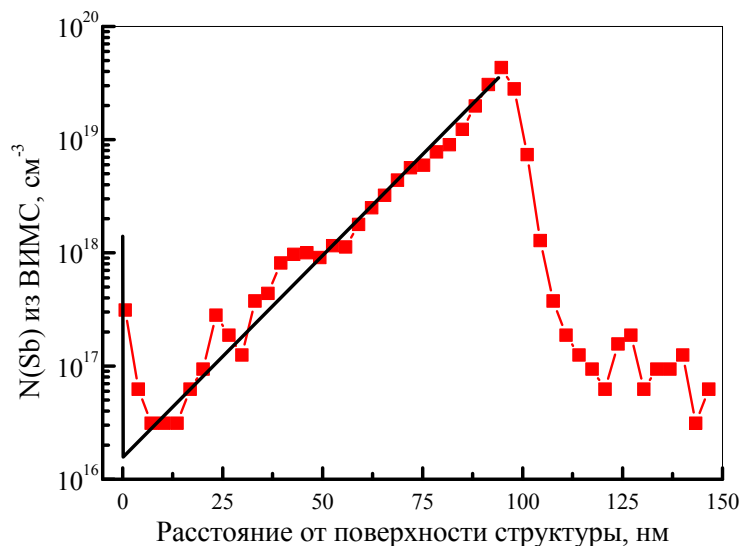


Рис. 4.12. Экспериментально определенное с помощью ВИМС (красные символы и кривая) и рассчитанное (черная кривая) распределение Sb в структуре, в которой δ -слой Sb зарастивался слоем Si при 310^0C .

поверхности структуры. Различие между рассчитанным и экспериментальным распределением Sb вблизи поверхности вызвано эффектами распыления и перемешивания при послойном ВИМС анализе.

4.3.2. Температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в Ge(001) гомоэпитаксиальных структурах

Как было указано выше, если по исследованию сегрегационных свойств сурьмы в кремнии было получено достаточно много экспериментальных данных, то для сегрегации Sb в германии имелись лишь единичные данные, которые к тому же характеризовались большим разбросом [257, 281]. Поэтому для применения предложенного метода селективного легирования к структурам на основе германия было необходимо сначала получить зависимость $r(T)$ для Sb в Ge(001) структурах. С этой целью для структур на высокоомных Ge(001) подложках были повторены эксперименты, описанные выше при определении $r(T)$ для Sb в Si(001). В этих структурах δ -слой Sb, осажденный на Ge(001) подложку с Ge буферным слоем, выращивался при различных температурах слоем Ge. Пример распределения примеси при выращивании 0.1 мс слоя Sb слоем Ge при $T_p=250^\circ\text{C}$ показан на рисунке 4.13. Из этого рисунка видно, что, в отличие от подобных экспериментов для Si:Sb/Si(001) структур (рис. 4.10), при выращивании 0.1 мс Sb германием на распределении примеси можно

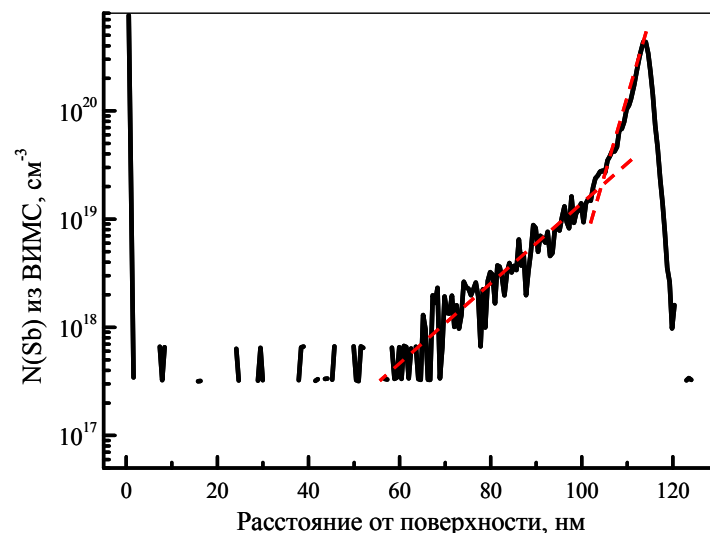


Рис. 4.13. Распределение Sb, полученное для Ge(001) структуры, в которой 0.1 мс Sb выращивался слоем Ge при $T_p=250^\circ\text{C}$. Пунктирными красными линиями показаны участки, соответствующие различным значениям коэффициента сегрегации.

выделить два участка с различными наклонами. Наличие на распределении Sb участков с различным наклоном соответствует разным значениям коэффициента сегрегации. Это указывает на то, что при 0.1МС сурьмы на поверхности Ge(001), в отличие от такого же количества Sb на Si(001) поверхности [264], существует зависимость коэффициента сегрегации от концентрации Sb на поверхности. Большой наклон в распределении примеси в начале наращивания ее δ -слоя (рис. 4.13) соответствует тому, что коэффициент сегрегации Sb меньше при большей концентрации примеси на поверхности. Анализ представленного на рисунке 4.13 распределения Sb показывает, что смена наклона в распределении сурьмы (уменьшение коэффициента сегрегации) при уменьшении ее концентрации наблюдается при 0.025-0.05 МС Sb на поверхности Ge. При меньших концентрациях Sb ее распределение в Ge может быть хорошо описано одним значением коэффициента сегрегации, который не зависит от концентрации примеси. Уменьшение количества Sb на поверхности Ge, при котором ее коэффициент сегрегации не зависит от ее концентрации, по сравнению с сегрегационными свойствами Sb в Si, по-видимому, связано с особенностями адсорбции Sb на поверхности Si(001) и Ge(001). В дальнейшем, при определении зависимости $r(T)$ для сегрегации Sb в Ge(001) структурах использовался более пологий участок в распределении Sb, соответствующий меньшему количеству Sb на поверхности роста.

Как и в случае Si:Sb/Si(001) структур, ограничения в чувствительности используемого ВИМС оборудования к объемной концентрации Sb в Ge(001) структурах не позволяют определить значения $r > 10^4$. Для определения высоких значений r на Ge(001) подложке была выращена структура, в которой Ge:Sb слой с $N(\text{Sb}) \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, сформированный при низкой температуре, наращивался слоем Ge толщиной $\sim 1 \text{ мкм}$ при $T_p = 450^\circ \text{C}$. В такой структуре при росте высокотемпературного слоя Ge происходила сегрегация известного количества Sb, которое осталось на поверхности после формирования низкотемпературного легированного слоя. ВИМС анализ

показал, что концентрация Sb в Ge слое, выращенном при 450°C , была ниже уровня детектирования, а в легированном Ge:Sb слое – на уровне 10^{19} см^{-3} . Для данной структуры из измерений ВФХ было определено распределение электронов, согласно которому концентрация электронов в

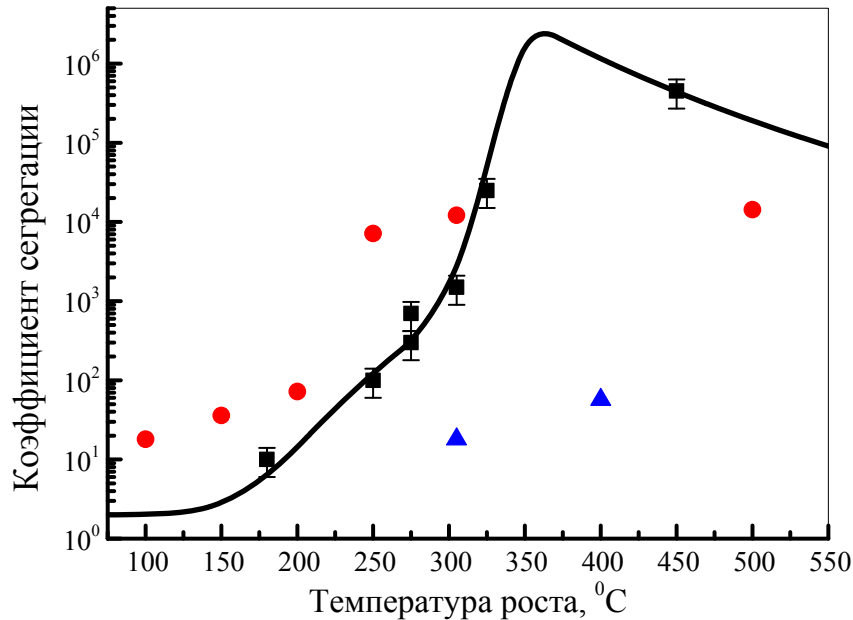


Рис. 4.14. Экспериментальные значения коэффициента сегрегации Sb в Ge(001) структурах полученные в настоящей работе (■) и в работах [257] (●) и [281] (▲). Черная кривая – моделирование полученной зависимости $r(T)$ с использованием «объединенной» модели из работы [269].

высокотемпературном слое Ge $N_e \sim 10^{15}\text{ см}^{-3}$, а в низкотемпературном Ge:Sb слое – $N_e \sim 10^{19}\text{ см}^{-3}$. Знание количества Sb, которое находилось на поверхности при росте слоя Ge при $T_p = 450^{\circ}\text{C}$, и концентрации электронов в этом слое позволяет (с учетом полной электрической активации Sb при ее низких объемных концентрациях) определить коэффициент сегрегации Sb в Ge для этой температуры роста.

Полученные различными методами экспериментальные значения коэффициента сегрегации Sb в Ge(001) вместе с имеющимися в литературе данными, представлены на рис. 4.14. Видно, что полученные значения r не совпадают с имеющимися литературными данными, что может быть связано с точностью определения абсолютных значений T_p в различных МПЭ

установках и различными условиями роста. Насколько известно автору, в литературе для описания сегрегации Sb в Ge(001) использовалась только модель термоактивационного обмена [257] (соответствующая в объединенной модели [269] сегрегации примеси на террасах). В рамках этой модели, при описании экспериментальных результатов из работы [257], получены значения энергии активации сегрегации $E_A^T=1.4$ эВ и ее движущей силы $E_I^T=0.4$ эВ. Энергии для сегрегации на террасах различных примесей в Ge были также определены из первых принципов в работе [220]. В расчетах для GeH кластеров без учета поверхностной реконструкции были вычислены энергии различных примесей в пяти верхних слоях Ge(001) структуры. Согласно расчетам наибольшей адгезионной энергией на Ge(001) поверхности обладает бор, затем идет Sb, As и Ga. При этом для бора минимум энергии наблюдается в первом слое от поверхности, что объясняет малую сегрегацию бора в Ge, а для Sb и Ga – в поверхностном слое [45, 220]. Теоретически определенная энергия активации сегрегации Sb в Ge(001) составила $E_A^T=1.2$ эВ, а ее движущей силы $E_I^T=0.26$ эВ [220].

Для теоретического описания полученной экспериментальной зависимости $r(T)$ для Ge:Sb/Ge(001) структур, как и в случае Si:Sb/Si(001) структур, впервые использовалась «объединенная» модель сегрегации из работы [269]. Наилучшее согласие рассчитанной зависимости $r(T)$ с экспериментальными значениями (рис. 4.14) получается при значениях энергии активации $E_A^T=1.51$ эВ и движущей силы $E_I^T=0.81$ эВ для сегрегации на террасах и $E_A^S=1.03$ эВ и $E_I^S=0.29$ эВ для сегрегации на ступенях [A50, A51, A72, A89]. Определенные значения характеристических энергий для сегрегации на террасах отличаются от результатов работ [220] и [257], что вызвано, во-первых, различием в полученных в настоящей работе и в работе [257] экспериментальных зависимостей $r(T)$ (рис. 4.14), а, во-вторых, учетом при моделировании двух механизмов сегрегации.

Из зависимости $r(T)$ для Sb в Ge(001) структурах следует, что низкие ($r \sim 10$) значения коэффициента сегрегации примеси наблюдаются при

$T_p < 200^{\circ}\text{C}$ (рис. 4.14) [A50, A51]. Однако при таких низких T_p при росте на Ge(001), как и в случае роста на Si(001), из-за низкой подвижности атомов происходит развитие шероховатости поверхности по мере роста пленки, что в результате приводит к срыву эпитаксиального роста при достижении некоторой критической толщины [286, 287]. Аналогично кремнию, критическая толщина эпитаксиального роста для Ge(001) структур имеет экспоненциальную зависимость от T_p [287]. Критическая толщина эпитаксиального роста превышает значение 1 мкм для Ge/Ge(001) структур выращенных при $T_p > 170^{\circ}\text{C}$ [287]. Однако присутствие сегрегированной на поверхности примеси может уменьшать поверхностную подвижность атомов основного вещества, и, как следствие, приводить к увеличению температуры роста, ниже которой существуют ограничения на критическую толщину гомоэпитаксиального роста Ge. Поэтому в дальнейшем при формировании селективно легированных Ge:Sb/Ge(001) структур использовались температуры роста не ниже 250°C . При этой температуре коэффициент сегрегации Sb в Ge(00) $r \sim 100$ (рис. 4.14).

Из сравнения зависимостей $r(T)$ для сегрегации Sb в гомоэпитаксиальных структурах, выращенных на Si(001) (рис. 4.11) и Ge(001) (рис. 4.14) подложках, хорошо видно их качественное сходство: наличие максимума с $r > 10^6$ при переходе сегрегации на террасах из кинетически ограниченного в равновесный режим и наличие участка с $r \sim 10^2$ при низких температурах роста, при которых еще не наблюдается проблем, связанных с критической толщиной гомоэпитаксиального роста. При этом изменение коэффициента сегрегации Sb более чем на 4 порядка достигается при изменении температуры роста меньше, чем на 250°C . При схожем качественном характере $r(T)$ зависимость для Sb в Ge(001) структурах сдвинута на $150^{\circ}\text{--}200^{\circ}\text{C}$ в более низкие температуры роста по сравнению с $r(T)$ зависимостью для Sb в Si(001) структурах. Этот сдвиг обусловлен общим уменьшением характерных энергий связи для Ge структур по сравнению со структурами на основе кремния, что, в частности, находит свое отражение в

более низкой (почти на 500°C) температуре плавления Ge по сравнению с кремнием. Согласно расчетам, энергия связи Ge-Sb на 0.1 эВ меньше энергии связи Si-Sb [288]. В результате значения характеристических энергий для обоих механизмов сегрегации Sb в Ge(001) меньше, чем в Si(001), что и приводит к сдвигу зависимости $r(T)$ в более низкие температуры роста. Интересно заметить, что если $r(T)$ зависимости для сегрегации Sb в Ge и Si нормировать на температуру плавления соответствующего материала, то относительная температура, при которой наблюдается максимум в зависимостях $r(T)$ для этих материалов совпадут [289]. Необходимо также отметить, что общее уменьшение характерных энергий для Ge по сравнению с Si отражается также на более низкой температуре роста для Ge(001) структур, при которой возникают ограничения на толщину гомоэпитаксиального роста [246, 287].

4.3.3. Зависимость сегрегационных свойств Sb от параметров и условий роста SiGe гетероструктур

Как указывалось выше, SiGe гетероструктуры являются перспективными для разработки на их основе различных приборов, технология формирования которых совместима с современной кремниевой интегральной технологией. При этом для работы многих из разрабатываемых устройств необходимы селективно легированные области [38, 40, 45]. Однако для SiGe структур существует аналогичная с Si и Ge проблема легирования донорными примесями, связанная с их сегрегацией. Очевидно, что система SiGe:Sb оказывается сложнее системы Si:Sb и Ge:Sb, так как в ней появляются дополнительные параметры, влияющие на сегрегацию: состав SiGe слоя и его упругая деформация [222, 257, 276, 280]. Поэтому сегрегация Sb в SiGe будет зависеть от большего числа факторов, по сравнению с сегрегацией Sb в Si и Ge. Сравнение полученных зависимостей $r(T)$ для сегрегации Sb в структурах, выращенных на Si(001) (рис. 4.11) и Ge(001) (рис. 4.14) подложках, позволяет предположить, что при фиксированной температуре

увеличение доли Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое должно приводить к усилению сегрегации, которое можно связать с уменьшением энергии связи Sb с атомом матрицы. В тоже время деформация $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев также может оказывать существенное влияние на сегрегацию примеси, так как именно деформация (из-за различия в размерах атомов примеси и матрицы) является одной из движущих сил сегрегации [45, 220]. Так как размер атома Sb больше, чем Si и Ge, то деформация сжатия слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ должна приводить к усилению сегрегации Sb, а растяжения – наоборот, ослаблять. Кроме этого различия в сегрегационных свойствах может быть вызвано тем, что для $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ структур ход температурной зависимости коэффициента сегрегации может отличаться от таковой в Si и Ge структурах. С одной стороны, наличие дополнительных параметров усложняет задачу формирования требуемого профиля легирования, но, с другой стороны, открывает больше возможностей по подбору необходимых условий роста и параметров структуры. Имеющихся к началу исследований данных было недостаточно для построения зависимости сегрегационных свойств сурьмы в SiGe слоях от их параметров и условий роста.

Поэтому была выполнена серия экспериментов для определения коэффициента сегрегации сурьмы в SiGe слоях [A45, A46, A69, A80, A81, A82, A85]. С целью исследования влияния на сегрегацию Sb состава SiGe слоев во всем возможном диапазоне, а также знака и величины деформации рост SiGe слоев был выполнен на Si(001) и Ge(001) подложках, а также на релаксированных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ буферах с долей германия $x=10\div 38\%$. Рост на Si(001) подложках позволил исследовать влияние состава и температуры роста на сегрегацию Sb в сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоях с малой ($x\leq 18\%$) долей Ge, а рост на Ge(001) подложках – в растянутых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоях с высокой ($x\geq 80\%$) долей Ge. Использование релаксированных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ буферов дало возможность установить влияние деформации на сегрегацию сурьмы за счет роста на них $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ слоев с различным соотношением x и y: $x=y$ для ненапряженных слоев, $x<y$ - для сжатых и $x>y$ – растянутых слоев. Типичная

последовательность слоев в структурах этой серии состояла из буфера, состав которого совпадал с составом подложки, осажденного δ -слоя Sb и покровного слоя того же состава, что и подложка, с вставкой в него $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоя исследуемого состава. Рост структуры заканчивался осаждением тонкого (50 нм) аморфного слоя Si (при росте на Si(001) подложках или SiGe релаксированных буферах) или Ge (при росте на Ge(001) подложках) при низких ($T_p < 100^\circ\text{C}$) температурах роста. Этот слой необходим для встраивания в структуру всей Sb, оставшейся на поверхности роста, что позволяет корректно определять коэффициент сегрегации примеси из анализа ее распределения, полученной с помощью ВИМС. Пример исследуемой структуры, выращенной на Si(001) подложке, представлен на рисунке 4.15а. Используемый дизайн структур дает возможность определять коэффициент сегрегации в SiGe слое относительно коэффициента сегрегации в слое того же состава, что и подложка. В исследованных структурах варьировался состав и температура роста SiGe слоев. При этом их состав и толщина выбиралась таким образом, чтобы они оставались упруго

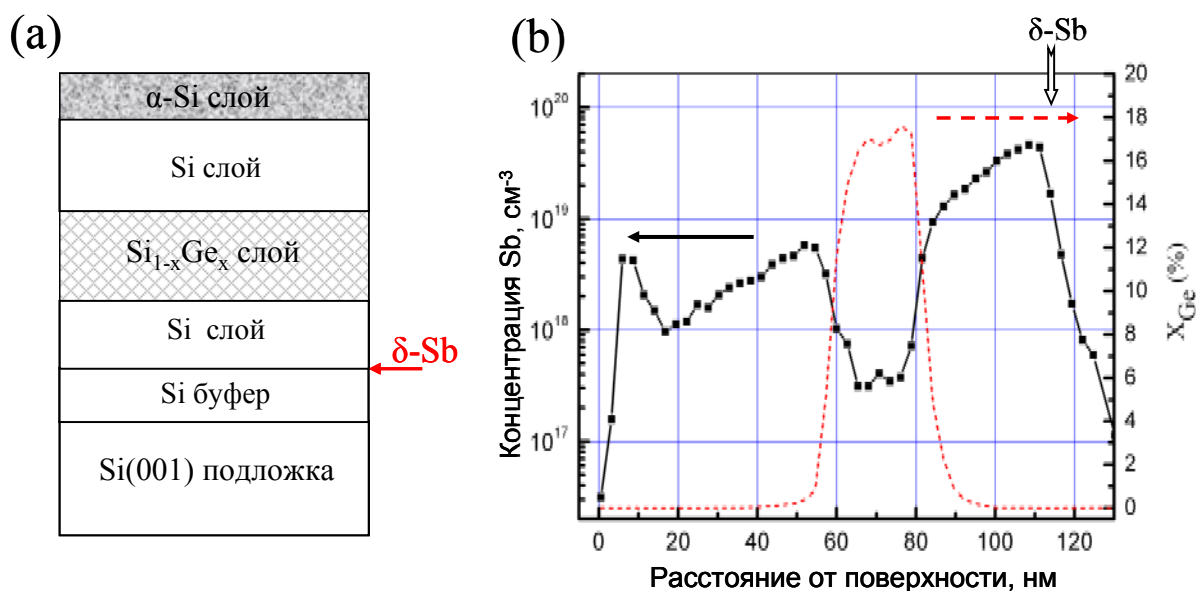


Рис. 4.15. а) – схема структуры для исследования сегрегации Sb в сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоях. б) – распределение Sb и Ge в структуре с $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}/\text{Si}(001)$ слоем, в которой заравнивание δ -слоя Sb осуществлялось при $T_p=370^\circ\text{C}$. Стрелкой показано место осаждения 0.1 МС Sb.

напряженными, и в них не происходило пластической и/или упругой релаксации напряжений за счет развития шероховатости поверхности. Последнее контролировалось с помощью ДБЭ, согласно которой исследованные структуры сохраняли планарный, двумерный рост на всех этапах формирования. Для количественного анализа распределения Ge в исследуемых в этой серии структурах использовались калибровки, полученные в работе [290] с учетом нелинейных матричных эффектов.

Распределение Sb в структуре с $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$ слоем, выращенном при $T_p=370^\circ\text{C}$ на Si(001) подложке, приведено на рисунке 4.15b. Из представленного распределения видно резкое уменьшение объемной концентрации Sb в напряженном $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$ слое по сравнению с окружающими слоями Si. Это говорит о том, что при используемых условиях роста коэффициент сегрегации в $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$ выше, чем в Si. Согласно количественному анализу распределения Sb коэффициент сегрегации в $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$ слое, выращенном на Si(001), в ~ 15 раз больше, чем в Si.

Как было отмечено выше, на сегрегацию Sb в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ структурах может оказывать влияние их состав, деформация и температура роста. Проведенные исследования широкого набора структур, выращенных на разных подложках, несмотря на разброс полученных экспериментальных значений r , позволили установить, что основное влияние на коэффициент сегрегации Sb в SiGe структурах оказывает их состав и температура роста, а деформация имеет гораздо меньшее влияние [A45, A46] (рис. 4.16). При этом влияние состава SiGe слоя на сегрегацию сильнее выражено при более высоких температурах.

Полученные экспериментальные данные позволяют предположить, что с ростом доли Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ структурах происходит постепенная трансформация температурной зависимости коэффициента сегрегации Sb от $r(\text{T})$ зависимости для кремния к $r(\text{T})$ зависимости для Ge (рис. 4.16). Малое отличие при низких температурах роста коэффициента сегрегации Sb в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ структурах с невысокой долей Ge от его значения в Si связывается с тем, что при этих температурах основным механизмом сегрегации является

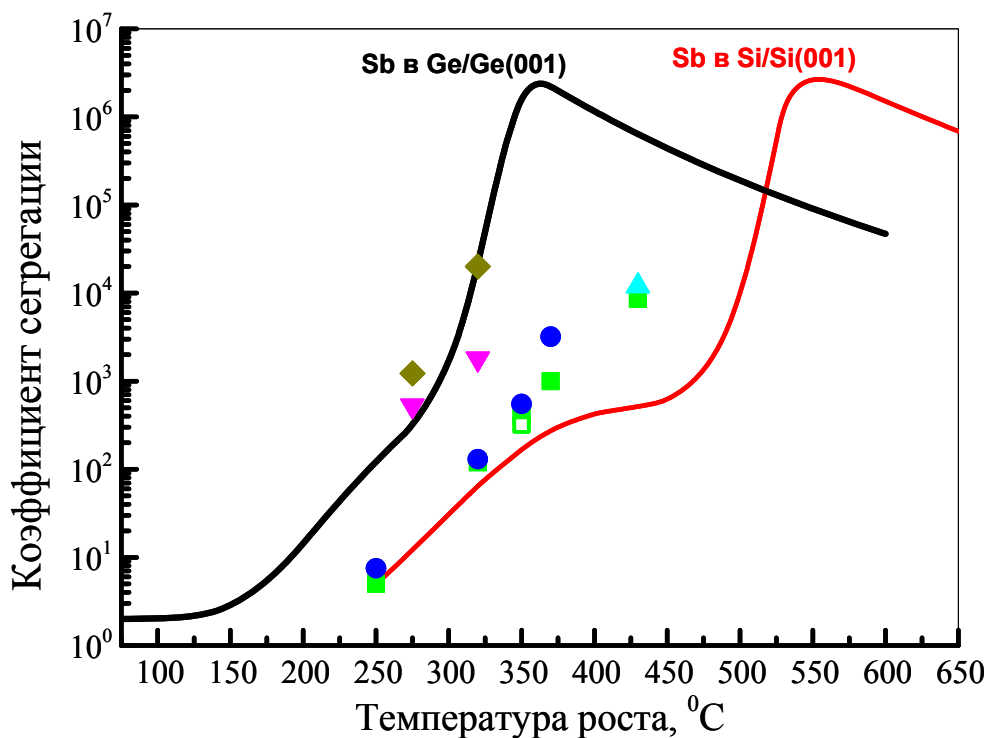


Рис. 4.16 Красная и черная кривые – полученные с использованием «объединенной» модели сегрегации температурные зависимости коэффициента сегрегации для Sb в гомоэпитаксиальных Si(001) и Ge(001) структурах, соответственно. Символы – экспериментальные значения коэффициента сегрегации Sb в сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ слоях с долей Ge 10% (■), 15% (▲) и 18% (●), в релаксированном $\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}/\text{Si}(001)$ слое (□) и растянутых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}(001)$ слоях с долей Ge 80% (▼) и 90% (◆).

кинетически ограниченный механизм сегрегации на ступенях. Для механизма сегрегации на ступенях различие в характеристических энергиях для сегрегации в Si и Ge меньше, чем для механизма сегрегации на террасах. Следовательно, зависимость от состава для этого механизма должна быть менее выраженной.

С доминированием в большинстве исследованных SiGe структур механизма сегрегации на ступенях может быть также связано выявленное слабое влияние деформации на сегрегацию Sb в них. Полагается, что объемная деформация оказывает слабое влияние на поведение небольшого (по сравнению с атомами матрицы) количества атомов примеси на поверхности. Слабое влияние деформации SiGe слоев на сегрегацию Sb при низких температурах роста согласуется с результатами работы [280]. Отмеченное в работе [276] влияние деформации на сегрегацию Sb в

релаксированных и сжатых SiGe слоев, по-видимому, связано или с большим (0.5 МС) количеством осажденной примеси, или с используемой в этой работе очень низкой ($T_p=200^\circ\text{C}$) температурой роста. Про усиление влияния деформации на сегрегацию Sb в SiGe/Si(001) структурах при низких температурах указывалось также в работе [280], в которой предлагалось использовать этот эффект для управления легированием этих структур.

Для проверки возможности применения очень низких ($T_p < 250^\circ\text{C}$) температур роста для легирования SiGe структур и использования деформации для управления сегрегацией Sb на Si(001) подложке была выращена специальная структура [A46]. В данной структуре после роста Si буфера при 500°C температура роста понижалась до $T_p = 250^\circ\text{C}$, при которой первый осажденный δ -слой Sb в количестве 0.1 МС зарастивался слоем Si толщиной 17 нм. После этого осаждался второй δ -слой Sb в 0.1 МС и он зарастивался 17 нм слоем $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$ при той же температуре $T_p = 250^\circ\text{C}$. Далее T_p повышалась до 500°C и выращивался толстый (70 нм) слой Si. После этого T_p понижалась до 180° , при которой повторялась последовательность слоев, сформированная ранее при $T_p = 250^\circ\text{C}$ (0.1 МС Sb + 17 нм Si + 0.1 МС Sb + 17 нм слоя $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$). Рост структуры заканчивался осаждением 6 нм покровного слоя Si. Таким образом, в структуре было осаждено четыре δ -слоя Sb в количестве 0.1 МС каждый, два из которых зарастивались кремнием, а два – $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$ слоями.

Согласно ДБЭ при росте слоев при $T_p = 250^\circ\text{C}$ картина дифракции отвечала двумерному росту. Осаждение высокотемпературного 70 нм слоя Si позволяло (по картине ДБЭ) восстановить поверхность роста до того же состояния, что и после осаждения Si буфера (до осаждения слоев при $T_p = 250^\circ\text{C}$). Однако при формировании слоев при $T_p = 180^\circ\text{C}$ картина ДБЭ постепенно размывалась и к концу осаждения при этой T_p перешла в диффузную. Такое поведение ДБЭ показывает сохранение высокого кристаллического качества для Si:Sb и $\text{Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18}$:Sb слоев, выращенных при $T_p = 250^\circ\text{C}$, и его существенное ухудшение для $T_p = 180^\circ\text{C}$. Более низкое

кристаллическое качество части структуры, сформированной при $T_p = 180^\circ\text{C}$, хорошо видно на ее ПЭМ снимке (рис. 4.17а). Полученные результаты по существенному ухудшению кристаллического качества структуры при понижении T_p с 250°C до 180°C качественно согласуются с температурной зависимостью критической толщины гомоэпитаксиального роста в Si(001) структурах из работы [246].

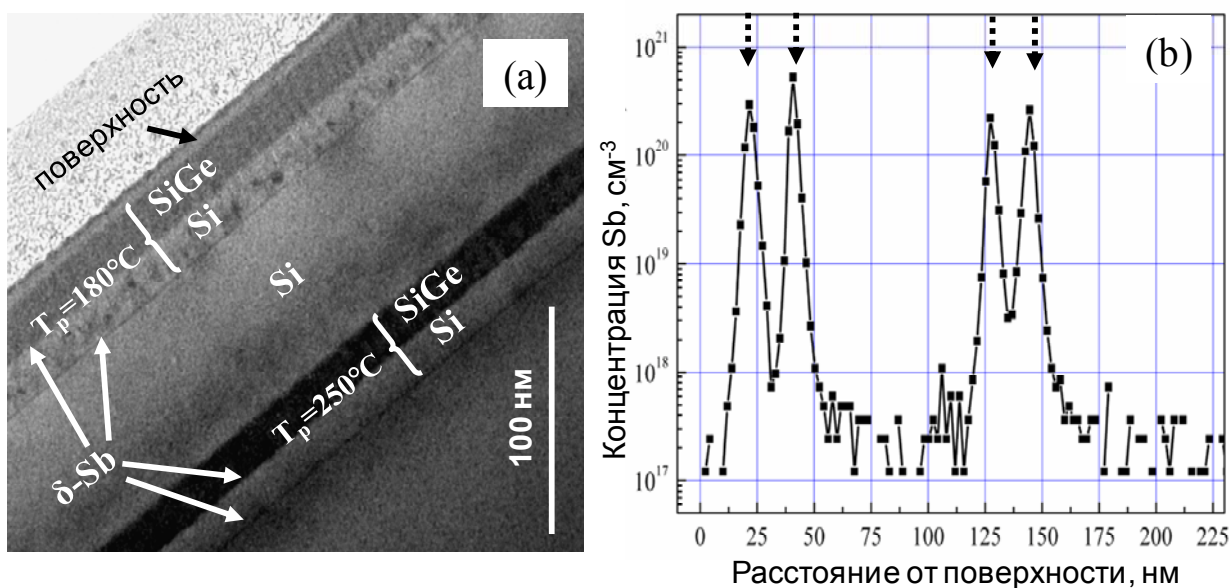


Рис. 4.17. а) – ПЭМ снимок структуры с Si:Sb+Si_{0.82}Ge_{0.18}:Sb слоями, выращенными при двух различных температурах. Направление роста структуры – из нижнего правого угла к верхнему левому. (b) – Полученное с помощью ВИМС распределение Sb в структуре, ПЭМ снимок которой приведен на рисунке (а). Две пары пиков в распределении Sb соответствуют $T_p=180^\circ\text{C}$ (левая пара) и $T_p=250^\circ\text{C}$ (правая пара). Стрелками показаны места осаждения 0.1 MC Sb.

Анализ распределения Sb в исследуемой структуре показал близкий уровень легирования и распределения Sb при заравнивании ее δ -слоя Si или Si_{0.82}Ge_{0.18} слоями при различных температурах (рис. 4.17b). То есть согласно полученным результатам, в отличие от данных работы [276], ни состав SiGe структур, ни температура их роста не оказывают существенного влияния на сегрегацию Sb в SiGe/Si(001) структурах при $T_p < 250^\circ\text{C}$. В тоже время, использование таких низких T_p приводит к деградации кристаллического качества формируемых структур. Дополнительным результатом исследования описанной структуры, который вытекает из близкого

распределения Sb в слоях с различным кристаллическим качеством (рис. 4.17), является отсутствие заметного влияния дефектов кристаллической структуры на сегрегацию Sb. Подтверждением этого являются эксперименты по формированию селективно легированных Ge:Sb слоев на релаксированных Ge/Si(001) буферах [291]. Несмотря на то, что концентрация прорастающих дефектов в релаксированных Ge/Si слоях на несколько порядков выше, чем в гомоэпитаксиальных Ge/Ge(001) структурах, распределение примеси в них хорошо описывается с использованием полученной зависимости $r(T)$ для сегрегации Sb гомоэпитаксиальных Ge/Ge(001) структурах.

Полученные зависимости $r(T)$ для Sb в Si(001) и Ge(001) структурах показывают наличие максимумов с $r > 10^6$ и области температур, в которой возможно получение структур высокого кристаллического качества и в которой $r \sim 10^2$ (рис. 4.16). При этом изменение коэффициента сегрегации Sb более чем на четыре порядка достигается изменением температуры роста менее чем на 250°C . Можно отметить, что при температурах, при которых наблюдается максимум на зависимостях $r(T)$ для Sb в Si(001) и Ge(001), мала объемная диффузия Sb в этих структурах [292]. То есть использование этих температур роста не должно привести к существенному диффузионному расплыванию ранее сформированных легированных областей. Полученные экспериментальные данные по исследованию сегрегации Sb в SiGe структурах позволяют оценить температурную зависимость коэффициента сегрегации примеси в них путем интерполяции $r(T)$ зависимостей для Sb в Si(001) и Ge(001) структурах.

Определение температурных зависимостей коэффициента сегрегации Sb в SiGe структурах и отмеченный выше их характер в совокупности с выполненными калибровками температуры подложки и потока Sb из используемой в МПЭ системе эффузионной ячейки открывают возможность по экспериментальной реализации описанного в параграфе 4.2 оригинального метода селективного легирования SiGe структур. Результаты

применения этого метода для формирования различных селективно легированных SiGe структур, выращенных на Si(001), Ge(001) и релаксированных SiGe/Si(001) буферах, представлены ниже.

4.4. Экспериментальная реализация предложенного метода селективного легирования SiGe структур сегрегирующими примесями

4.4.1. Формирование толстых легированных слоев с резким профилем распределения примеси

В начале настоящей главы было отмечено, что развиваемые методы контролируемого легирования полупроводников должны обеспечивать формирование легированных областей в широком диапазоне концентраций примеси и толщин легированных слоев, в том числе получение дельта-легированных слоев. При этом переход от областей с низкой концентрацией примеси к областям с ее высокой концентрацией и обратно должен реализовываться на масштабах в единицы нанометров. В данном разделе приведены экспериментальные результаты по использованию описанного в разделе 4.2 оригинального метода легирования для получения легированных сурьмой слоев с указанными выше характеристиками в эпитаксиальных структурах, выращенных на Si(001) и Ge(001) монокристаллических подложках, а также на релаксированных SiGe/Si(001) буферах.

В начале предложенный метод легирования был использован для формирования толстых (толщиной в несколько сотен нанометров) Si:Sb слоев с резким распределением примеси на их границах. Расчет условий роста таких слоев был предварительно выполнен с помощью описанной в предыдущем разделе компьютерной программы, которая с использованием экспериментально определенных зависимостей потока Sb от температуры ее источника и зависимости $r(T)$ для сегрегации Sb в Si(001) структурах, вычисляла температуру роста и поток примеси (при заданной скорости роста Si), которые необходимы для получения нужного профиля распределения сурьмы. Согласно расчетам для создания скрытого легированного слоя с

плавным нарастанием объемной концентрации примеси на Si(001) n^+ -подложку (КЭС-0.01) было предосаждено 0.02 МС Sb. Рост самого 200 нм Si:Sb n^+ легированного слоя проходил при $T_p = 340^\circ\text{C}$ в потоке атомов сурьмы $F_{Sb} = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, который компенсировал количество примеси, встраиваемой в объем пленки. Согласно определенной зависимости $r(T)$ (рис. 4.16) при $T_p = 340^\circ\text{C}$ коэффициент сегрегации Sb в Si $r \sim 100$, то есть в объем легированного слоя будет встраиваться $\sim 1\%$ от атомов, находящихся на поверхности. Для резкого уменьшения объемной концентрации примеси после формирования легированного слоя рост останавливался, и температура структуры повышалась до $T_p = 550^\circ\text{C}$. Рост номинально нелегированного слоя Si проходил при этой температуре в отсутствие потока атомов Sb. $T_p = 550^\circ\text{C}$ соответствует максимуму на зависимости $r(T)$ для сурьмы в Si(001) при котором $r > 10^6$ (рис. 4.16). При этих условиях, несмотря на присутствие на поверхности роста достаточно большого количества Sb (~ 0.02 МС или $N_s(\text{Sb}) \sim 1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$), объемная концентрация примеси в Si слое, выращенном при $T_p = 550^\circ\text{C}$, должна быть $N_b(\text{Sb}) \sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Рассчитанное и экспериментальное измеренное распределение примеси для этой структуры представлено на рисунке 4.18а, из которого видно хорошее согласие этих двух профилей. Расхождение между вычисленным и экспериментальным профилем в начале роста легированного слоя указывает на то, что реально на поверхность было осаждено чуть меньше, чем 0.02 МС Sb или T_p была чуть выше 340°C . Большое различие в рассчитанной и измеренной с помощью ВИМС концентрации Sb в нелегированном слое вызвано пределом чувствительности используемой ВИМС установки TOF.SIMS-5 к объемной концентрации Sb в Si, который составляет $(0.5 \div 1) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Градиент концентрации сурьмы при переходе от легированного, с $N_b(\text{Sb}) > 10^{19} \text{ см}^{-2}$, к нелегированному, с $N_b(\text{Sb}) \sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$, Si слою, согласно ВИМС, составил 2-3 нм на декаду (масштаб в направлении роста, на котором концентрация примеси меняется на порядок) (рис. 4.18а) [A36, A37], что соответствует лучшим результатам, приведенным в литературе для Si:Sb/Si(001) структур

[1]. То есть толщина переходной области при изменении объемной концентрации Sb на 4 порядка составляет всего ~ 10 нм. Преимущество предложенного способа резкого уменьшения объемной концентрации сегрегирующей примеси за счет увеличения температуры роста до температуры, при которой наблюдается максимум на температурной зависимости коэффициента сегрегации примеси, хорошо видно при сравнении профилей распределений Sb, полученных в структурах, выращенных при фиксированной температуре роста (рис. 4.12 и 4.13), и в структуре, при легировании которой согласно предлагаемому методу использовались различные температуры роста (рис. 4.18).

При необходимости, за счет корректировки количества Sb, предосажденного перед ростом n^+ слоя, можно добиться резкого изменения объемной концентрации примеси как в начале, так и в конце роста легированного слоя (рис. 4.18б). При этом можно отметить чуть меньший градиент в распределении примеси при переходе от n^+ слоя к подложке в

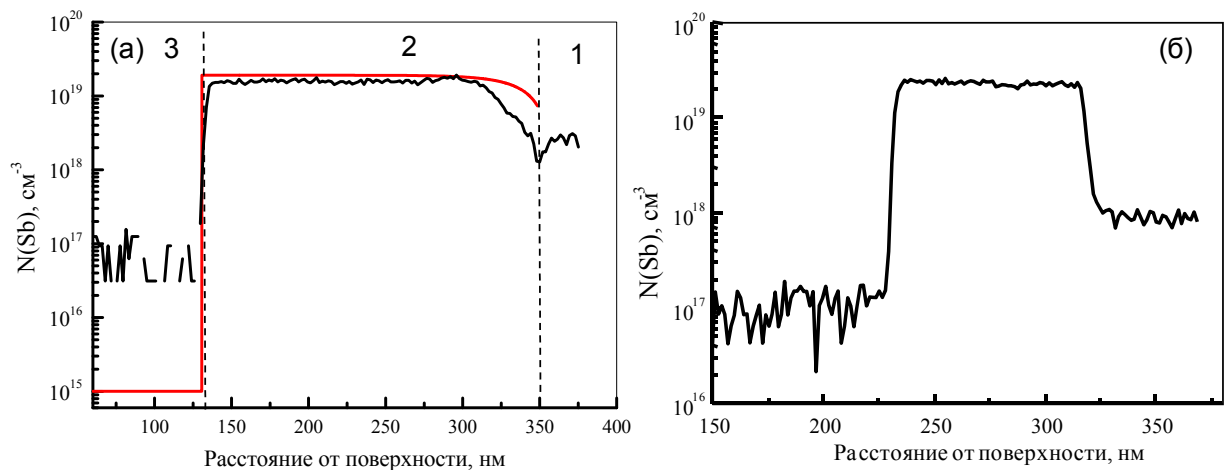


Рис. 4.18 а) Рассчитанное (красная кривая) и определенное с помощью ВИМС (черная кривая) распределение Sb в Si/Si(001) структуре со скрытым легированным n^+ слоем. Цифрами и пунктирными линиями обозначены области, соответствующие n^+ Si(001) подложке (1), легированному Si:Sb слою (2), выращенному при $T_p=340^\circ\text{C}$, и нелегированному Si слою (3), осажденному при $T_p=550^\circ\text{C}$. б) – Распределение Sb, определенное с помощью ВИМС, для скрытого n^+ слоя с резким нарастанием и спадом объемной концентрации Sb.

4÷5 нм на декаду в сравнении с 2÷3 нм на декаду при переходе от нелегированного к легированному слою, что связывается в первую очередь с артефактами ионного распыления при послойном анализе методом ВИМС.

Анализ электрофизических характеристик Si:Sb/Si(001) слоев, выращенных при $T_p=325\div340^{\circ}\text{C}$, с помощью холловских измерений показал, что в слоях с концентрацией электронов $N(e) \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ подвижность носителей заряда близка к подвижности электронов в монокристаллическом кремнии с тем же уровнем легирования (рис. 4.19). Это указывает на высокое кристаллическое качество полученных Si:Sb слоев. Подвижность электронов в сильно легированных Si:Sb слоях, с концентрацией $N(e)$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, лишь незначительно уступает подвижности в монокристаллических образцах. Таким образом, используемые в предложенном методе

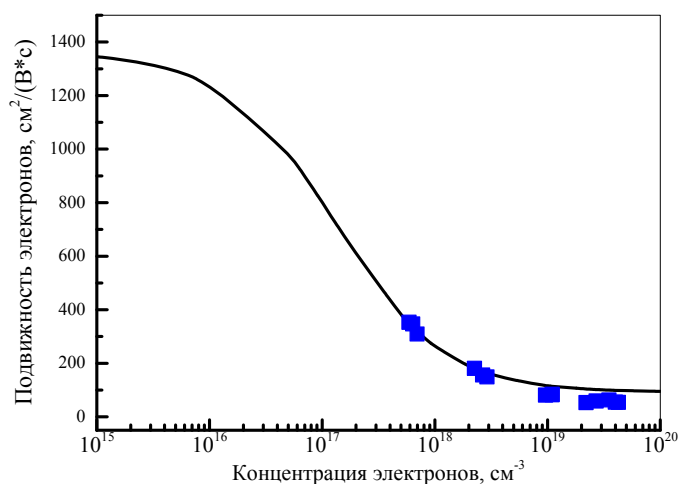


Рис. 4.19. Зависимость подвижности электронов при 300К от их концентрации в монокристаллическом Si (черная кривая, данные из работы [293]) и в выращенных при $T_p=325\text{-}340^{\circ}\text{C}$ Si:Sb/Si(001) эпитаксиальных слоях (символы).

селективного легирования кремния низкие температуры роста n+ легированных Si слоев не приводят к заметному ухудшению их кристаллического качества, а сам метод позволяет получать толстые (толщиной в сотни нанометров) слои с концентрацией электронов $N(e) > 10^{19} \text{ см}^{-3}$, изменение концентрации Sb на порядок на границах которых происходит на толщинах в единицы нанометров [A36, A37].

Аналогично описанному выше способу могут быть получены и Ge:Sb слои на Ge(001) подложках [A45, A46]. Для этого нужно только скорректировать условия роста с учетом различий в температурной зависимости коэффициента сегрегации Sb в Ge(001) и Si(001) структурах (рис. 4.16). В качестве примера на рисунке 4.20 показано распределение Sb в Ge:Sb слое, выращенном на Ge(001) подложке. Для получения этого слоя температура роста после формирования Ge буфера при $T_p=500^{\circ}\text{C}$ понижалась до $T_p=275^{\circ}\text{C}$, при которой для резкого нарастания объемной концентрации Sb было осажден слой примеси толщиной в 0.02 мкм. Рост Ge:Sb слоя проходил при $T_p=275^{\circ}\text{C}$, при которой коэффициент сегрегации Sb в Ge $r\sim 200$. Для компенсации примеси, встраиваемой в объем растущей пленки, рост проходил в потоке сурьмы $F_{Sb} = 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. При фиксированной температуре роста, а, следовательно, и коэффициенте сегрегации, это обеспечивало постоянную концентрацию Sb в слое (рис. 4.20). Как и в случае Si:Sb структур, после окончания формирования Ge:Sb слоя, для резкого уменьшения объемной концентрации примеси температура роста повышалась до температуры, при которой коэффициент сегрегации Sb в Ge(001) максимален. Согласно экспериментально определенной зависимости $r(T)$ сурьмы в Ge, этот максимум с $r > 10^6$ наблюдается при $T_p \sim 375^{\circ}\text{C}$ (рис. 4.16). Рост нелегированного Ge слоя проходил при этой температуре для того, чтобы минимизировать встраивание в слой находящейся на поверхности Sb. Согласно ВИМС анализу концентрация сурьмы в полученном таким образом Ge n^+ слое составляет $N_b(\text{Sb}) \sim 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а падение объемной концентрации Sb на два порядка при переходе от легированного к нелегированному слою Ge происходит на толщине меньше 10 нм (рис. 4.20). Градиент распределения Sb в начале роста n^+ Ge слоя чуть меньше, что, как и в случае Si:Sb структур, вызвано эффектами распыления при послойном ВИМС анализе. Уровень Sb в нелегированных Ge слоях на рисунке 4.20 также определяется пределом чувствительности используемой аппаратуры ВИМС к объемной концентрации сурьмы в германии.

Отмеченное выше отсутствие заметного влияния дефектов кристаллической решетки на сегрегацию Sb в SiGe структурах позволило использовать полученную для гомоэпитаксиальных Ge:Sb/Ge(001) структур зависимость $r(T)$ для получения на кремниевых подложках Ge:Sb слоев с резким распределением примеси [291, 294]. Использование относительно низких ($T_p \sim 250^\circ\text{C}$) температур роста для формирования Ge:Sb/Si(001) слоев позволило достичь концентрации электрически активной сурьмы до уровня 10^{20} см^{-3} [291, 294], что на порядок превосходит равновесную концентрацию электрически активной Sb в Ge [295]. Как было указано выше, сильно легированные n-Ge/Si(001) слои представляют интерес как активная среда для создания источников излучения ближнего ИК диапазона для кремниевой фотоники [283].

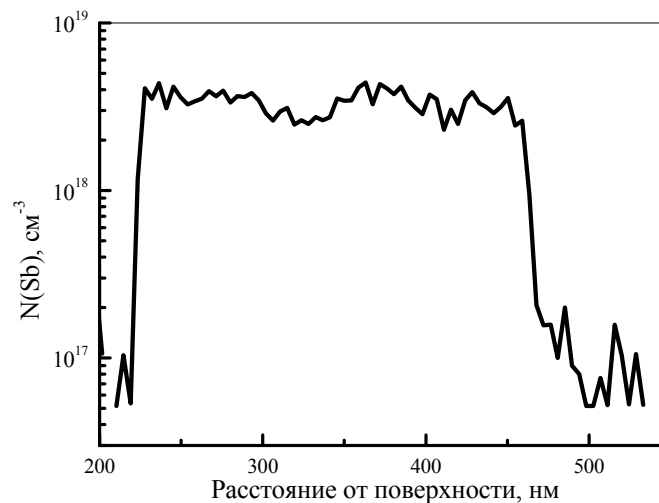


Рис. 4.20 Распределение Sb, полученное с помощью ВИМС, в Ge:Sb/Ge(001) структуре с зарощенным n^+ Ge слоем, выращенного с помощью предложенного метода легирования SiGe структур.

С практической точки зрения для SiGe/Si гетероструктур представляют интерес селективно легированные n-GeSi слои толщиной в несколько десятков нанометров, которые являются поставщиками электронов для двумерного электронного газа в Si растянутых квантовых ямах [38, 40, 45]. В предыдущих главах диссертации было показано, что при росте Si на релаксированных SiGe/Si(001) буферах деформации растяжения в плоскости роста приводят к снятию вырождения в зоне проводимости кремния [40].

При этом нижними по энергии оказываются 2Δ долины, имеющие малую эффективную массу электронов в плоскости структуры. Это является одним из факторов высокой подвижности двумерного электронного газа в напряженных, растянутых, Si слоях, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах. Кроме этого значительного увеличения подвижности можно добиться за счет снижения рассеяния электронов на ионизированных примесях, которое достигается за счет селективного легирования SiGe барьеров вблизи Si слоя [38, 40, 45]. Параметры этого n-SiGe слоя во многом определяют концентрацию двумерного электронного газа и его характеристики.

Выполненные исследования продемонстрировали, что предложенный метод селективного легирования может быть использован для формирования n-SiGe областей в структурах с напряженным Si слоем (рис. 4.21). Для этого на $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ релаксированном буфере с долей Ge $x \sim 20\%$ была выращена структура состоящая из SiGe буферного слоя того же состава (позиция 1 на рис. 4.21), Si напряженного (растянутого) слоя толщиной 15 нм (позиция 2 на рис. 4.21), 20 нм нелегированного $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ слоя («спейсера») (позиция 3 на рис. 4.21), n-GeSi легированного Sb толщиной 50 нм (позиция 4 на рис. 4.21), покровного 50 нм нелегированного $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ слоя (позиция 5 на рис. 4.21) и защитного Si слоя толщиной 1 нм (на рис. 4.21 не обозначен). Для создания резких профилей распределения Sb на границах n-SiGe слоя использовалось: предосаждение 0.1 МС Sb; рост SiGe слоя при низкой ($T_p=350^\circ\text{C}$) температуре в потоке Sb, компенсирующим встраивание части примеси в объем структуры; остановка роста после окончания формирования n-SiGe слоя для повышения T_p до 530°C , при которой $\tau > 10^6$; рост нелегированного покровного $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ слоя при этой температуре. Из распределения Sb хорошо видно, что данные условия позволили сформировать $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}:\text{Sb}$ слой с постоянной концентрацией $N_b(\text{Sb}) \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ на границах которого изменение объемной концентрации Sb на порядок происходит на толщинах в единицы нанометров (рис. 4.21). Пик в

распределении Sb на поверхности структуры связан с примесью, оставшейся на поверхности $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}:\text{Sb}$ слоя после его формирования и сегрегировавшей при росте нелегированного покровного $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ слоя при высокой T_p (рис. 4.21). Как будет показано ниже, при необходимости этот слой может быть легко удален за счет кратковременного травления структуры в растворе разбавленной плавиковой кислоты.

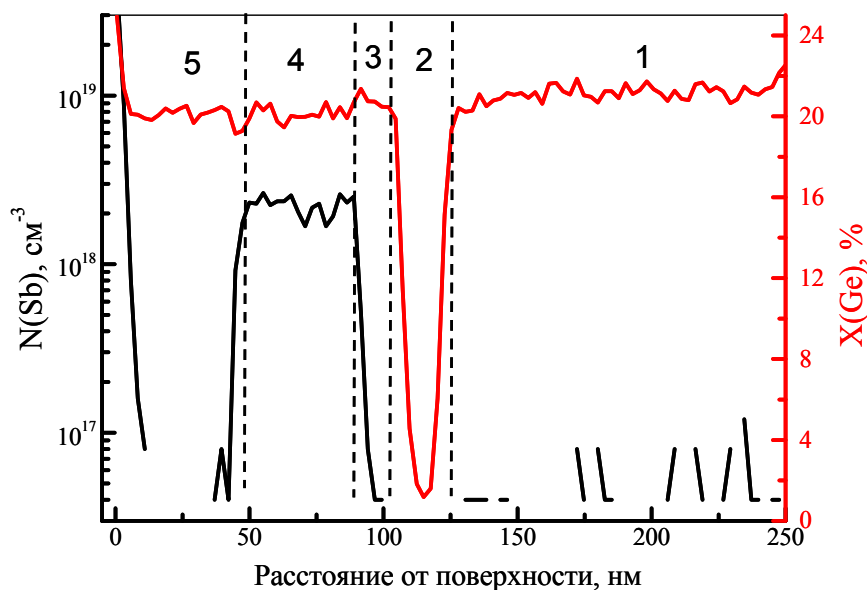


Рис. 4.21 Распределение Sb (черная кривая) и Ge (красная кривая) в селективно легированной $\text{GeSi}:\text{Sb}/\text{Si}/\text{GeSi}/\text{Si}(001)$ структуре. Цифрами обозначены области нелегированного SiGe буферного слоя (1), напряженного Si слоя (2), нелегированного SiGe спейсера (3), $\text{GeSi}:\text{Sb}$ слоя (4) и покровного нелегированного SiGe слоя (5).

Таким образом, представленные в этом разделе результаты демонстрируют, что предложенный оригинальный метод легирования сегрегирующими примесями позволяет получать в гомоэпитаксиальных $\text{Si}/\text{Si}(001)$ и $\text{Ge}/\text{Ge}(001)$ структурах, а также в $\text{SiGe}/\text{Si}(001)$ гетероструктурах легированные Sb слои высокого кристаллического качества, толщиной от десятков до сотен нанометров с постоянной концентрацией примеси внутри слоя и с возможностью изменения концентрации Sb на порядок на его границах на масштабах в единицы нанометров [A36, A42, A45, A46].

4.4.2. Получение и характеристика δ -легированных структур

Другим типом легированных структур, которые необходимы для функционирования различных полупроводниковых приборов и устройств являются структуры, в которых сформированы так называемые дельта-легированные слои (δ -слои) – слои толщиной в единицы и доли нанометров с резким градиентом распределения примеси [212, 213, 296]. Предложенный метод легирования позволяет получать и такие слои.

Для их формирования в кремнии на поверхность роста предосаждалось определенное количество Sb, которое при $T_p=325\div 340^\circ\text{C}$ заращивалось тонким (единицы нанометров) слоем Si. После этого рост прерывался для увеличения температуры роста до $T_p=520\div 550^\circ\text{C}$. Количество сурьмы в δ -легированном слое определялось количеством предосажденной Sb, коэффициентом ее сегрегации при $T_p=325\div 340^\circ\text{C}$, который $g\sim 100$, и толщиной Si слоя, выращенного при низкой T_p . Примеры распределений примеси в δ -легированных Si:Sb слоях различной толщины, полученных с помощью описанного подхода, представлены на рисунке 4.22а. Полученные с помощью ВИМС распределения Sb характеризуются градиентом распределения примеси на переднем фронте $1.5\div 2$ нм/декаду, а на заднем – $3\div 4$ нм/декаду. При этом шириной пика распределения Sb на его полувысоте (FWHM) для структуры, в которой толщина низкотемпературного слоя Si была 1 нм, составляет FWHM=2 нм, а для структуры с толщиной этого Si слоя в 2 нм FWHM=3.5 нм (рис. 4.22а). По данным ВИМС общее количество сурьмы в легированных слоях достигает 1.5×10^{13} см⁻². Эти параметры соответствуют лучшим значениям, достигнутым для δ -легированных n-Si слоев, полученных различными методами [1, 243, 297, 298].

Однако из представленных на рисунке 4.22 распределений Sb в δ -легированных Si:Sb структурах видно, что характеристики распределения примеси Sb зависят не только от параметров самих структур, например, от толщины слоя Si, выращенного при низкой T_p (см. рис. 4.22а), но и от условий проведения ВИМС анализа (см. рис. 4.22б). В частности, увеличение

энергии ионов, используемых при послойном ВИМС анализе, приводит к заметному уширению распределения примеси в δ -легированном слое, особенно на его заднем фронте (рис. 4.22b). Это указывает на то, что

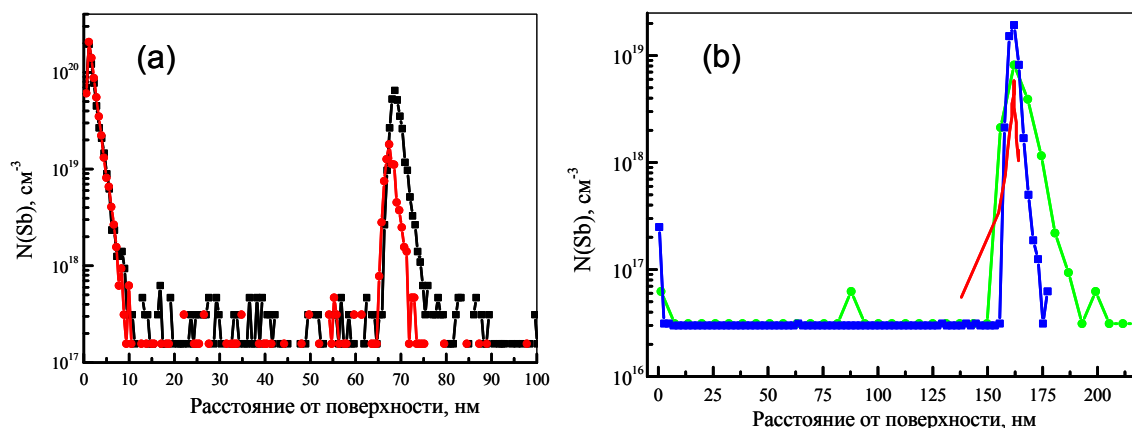


Рис. 4.22. а) Распределение Sb в структурах с δ -легированными Si:Sb слоями толщиной 1 нм (красная кривая и символы) и 2 нм (черная кривая и символы), полученные ВИМС с использованием энергии распыляющих ионов 1 кэВ. б) Распределение Sb в структуре с δ -легированным Si:Sb слоем толщиной 1 нм, полученное ВИМС с использованием энергии распыляющих ионов 2 кэВ (зеленая кривая и символы) и 1 кэВ (синяя кривая и символы). Красная кривая – распределение электронов в этой структуре, определенное из ВФХ. Анализируемая структура перед ВИМС анализом была кратковременно потравлена в 5% водном растворе HF.

полученное с помощью ВИМС распределение примеси может быть существенно шире, чем реальное распределение.

Хорошо известно, что различные процессы, сопровождающие послойный ВИМС анализ, приводят к существенному различию между реальным и определенным с помощью ВИМС профилем распределения различных элементов [299], [A41, A42]. В широко используемой модели MRI (mixing-roughness-information depth) из работы [299] выделяют три основных процесса, которые оказывают влияние на отличие измеренного с помощью ВИМС профиля распределения какого-либо элемента от реального: однородное перемешивание атомов в приповерхностном слое при ионном распылении, развитие шероховатости поверхности и информационная глубина выхода вторичных ионов. Эти параметры зависят как от

используемой ВИМС аппаратуры, так и от условий проведения ВИМС анализа.

Для того, чтобы оценить искажения, вносимые в распределение Sb при ВИМС анализе, была выращена тестовая структура, в которой δ -слой Sb заращивался слоем Si при $T_p < 200^\circ\text{C}$. При этих температурах роста сегрегация Sb практически подавлена (рис. 4.11). Но, как было показано выше, при столь низких температурах происходит быстрый срыв эпитаксиального роста кремния, что наблюдалось по картине ДБЭ при росте покровного слоя Si при $T_p < 200^\circ\text{C}$ в тестовой структуре. Нормированное распределение Sb в тестовой структуре, полученное при послойном ВИМС анализе с энергией распыляющих ионов 1 кэВ, представлено на рисунке 4.23. Распределение Sb в этой тестовой структуре использовалось для определения параметров модели MRI для установки ВИМС TOF.SIMS-5 и условий анализа (послойное распыление ионами Cs^+ с энергией 1 кэВ, зондирование – ионами Bi^+ с энергией 25 кэВ). Были получены следующие параметры MRI модели: толщина слоя перемешивания 1,2 нм; шероховатость поверхности 0,9 нм и информационная глубина выход ионов 0,5 нм [300].

Сравнение профилей распределения Sb в тестовой структуре, в которой сурьма заращивалась аморфным кремнием при сверхнизких температурах, и в одной из эпитаксиальных структур с δ -легированным Si:Sb слоем толщиной 1 нм, сформированной с использованием предложенного метода селективного легирования, показывает близость их параметров: градиентов распределения примеси на переднем и заднем фронте легированного слоя и его ширину на полувысоте $\text{FWHM} = 2$ нм (рис. 4.23). Это указывает на то, что предложенный метод селективного легирования позволяет получать δ -легированные Si:Sb слои с распределением примеси близкому к распределению, которое реализовывалось бы в кремнии при отсутствии сегрегации Sb [A36, A37].

Как было отмечено, после формирования с помощью предложенного метода легированных Si:Sb структур на их поверхности может оставаться

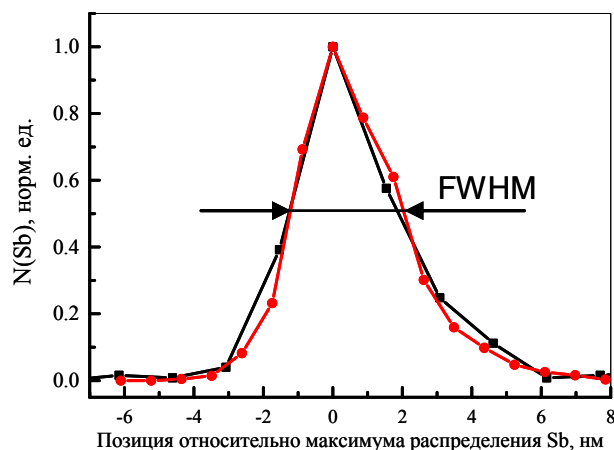


Рис. 4.23. Нормированное на максимум концентрации Sb распределение примеси в эпитаксиальной структуре с δ -легированным Si:Sb слоем толщиной 1 нм, сформированной с использованием предложенного метода селективного легирования (черная кривая и символы), и в тестовой структуре, в которой сурьма зарасивалась аморфным кремнием при $T_p < 200^\circ\text{C}$ (красная кривая и символы). Распределения получены при использовании энергии распыляющих ионов 1 кэВ. На рисунке обозначена ширина δ -легированного слоя на его полувысоте.

довольно большое количество примеси. Несмотря на то, что Sb находится только на поверхности структуры, обсужденные выше процессы, происходящие при послойном ВИМС анализе, приводят к тому, что на распределениях Sb, полученных с помощью ВИМС, появляются сильнолегированные поверхностные слои (рис. 4.22а). Из-за того, что на воздухе происходит окисление тонкого слоя Si с образованием окисла SiO_2 толщиной 1-2 нм, вся сурьма на поверхности структуры оказывается в этом окисле. Поэтому она может быть легко удалена вместе с этим окислом за счет кратковременного травления структуры в разбавленном растворе плавиковой кислоты. Это хорошо видно при сравнении распределения Sb вблизи поверхности в структурах с δ -легированными Si:Sb слоями, которые не подвергались никакой обработке (рис. 4.22а), и в структуре, которая перед ВИМС анализом была кратковременно потравлена в водном растворе HF (рис. 4.22b). В результате удаления с помощью плавиковой кислоты тонкого (1-2 нм) поверхностного слоя Si, на полученных ВИМС распределениях Sb

полностью пропадает поверхностный слой с высокой концентрацией примеси (рис. 4.22b).

Для некоторых приборных приложений необходимо создание нескольких δ -легированными слоев [296]. В этом случае процедура получения одного δ -легированного Si:Sb слоя, описанная выше, повторяется нужное число раз. Для получения легированных слоев с одинаковыми параметрами перед формированием второго и последующего слоев на поверхность дополнительно осаждается количество примеси равное количеству примеси,

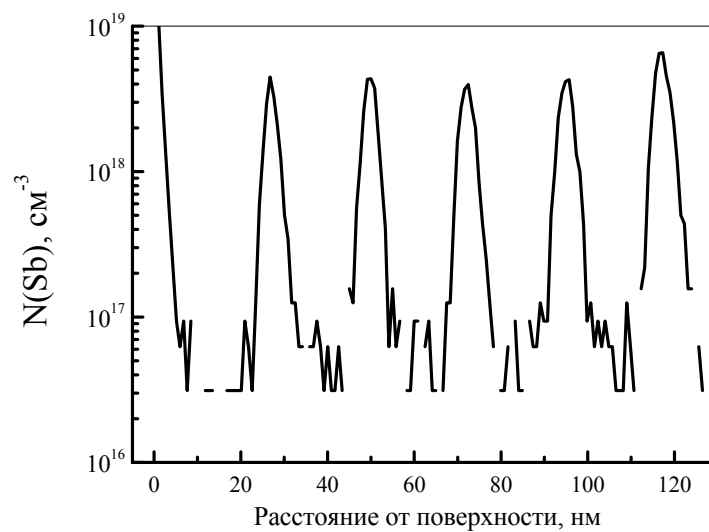


Рис. 4.24. Распределение Sb в структуре с пятью δ -легированными Si:Sb слоями толщиной 1 нм.

которое вошло в предыдущий легированный слой. Распределение Sb в структуре с пятью δ -легированными Si:Sb слоями, разделенными нелегированными слоями Si толщиной 20 нм, выращенными при $T_p=530^\circ\text{C}$, показано рис. 4.24. Из представленного распределения видна хорошая воспроизводимость параметров легированных слоев и низкая концентрация примеси между ними (которая на рис. 4.24 определяется пределом разрешения используемого ВИМС оборудования) [A36]. Детальный анализ параметров отдельных легированных слоев показал небольшое их ухудшение по мере увеличения расстояния слоя от поверхности. Так градиент распределения примеси на переднем фронте легированного слоя уменьшается с 2.5 нм на декады для первого от поверхности слоя до 3 нм для

самого глубокого, пятого слоя, а параметр FWHM самого глубокого слоя на ~ 1.5 нм больше, чем для первого от поверхности слоя (FWHM=2.6 нм и 4 нм, соответственно). Данное ухудшение параметров связывается с развитием шероховатости поверхности при ВИМС анализе по мере увеличения глубины залегания анализируемого слоя [300].

Полученные профили распределения примеси свидетельствуют о хорошей воспроизводимости результатов, получаемых с помощью развитого метода селективного легирования сегрегирующими примесями. Одной из особенностей этого метода является использование для создания резких профилей распределения примесей остановок роста, которые нужны для изменения температуры. Однако длительные остановки роста и выдерживание подложки без осаждения материалов являются нежелательными при эпитаксиальном росте, поскольку могут приводить к адсорбции атомов остаточных газов на поверхность структуры [251]. Это негативное влияние остановок роста возрастает с понижением температуры подложки из-за увеличения коэффициента «прилипания» примеси с

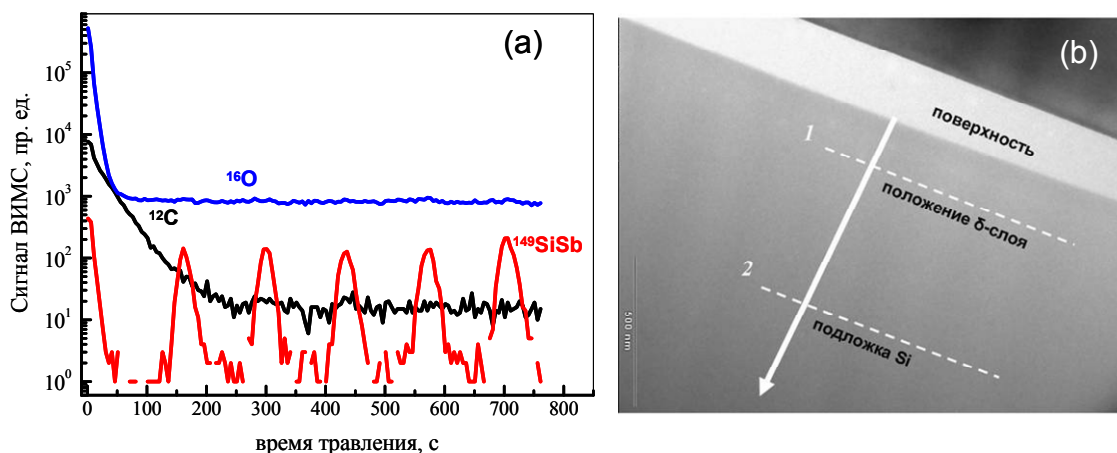


Рис. 4.25. а) Полученные с помощью ВИМС распределения по глубине сигнала от кислорода, углерода и комплекса $^{149}\text{SiSb}$ в структуре с пятью δ -легированными Si:Sb слоями. Время травления соответствует глубине ВИМС анализа. Для наглядности сигналы от разных элементов даны в произвольных единицах. б) ПЭМ снимок структуры с одним δ -легированным Si:Sb слоем. Белой стрелкой обозначено направление от поверхности вглубь структуры. Пунктиром обозначены места расположения δ -слоя (1) и границы Si буфер/Si(001) подложка (2).

уменьшением температуры. В связи с этим вопрос о соотношении времен, требуемых для изменения температуры, и характерных времен накопления заметного количества загрязняющих примесей на поверхности, является важным для предложенного метода легирования. В качестве демонстрации того, что остановки роста, необходимые для изменения температуры подложки, не приводят к заметному накоплению загрязняющих примесей в формируемых легированных Si:Sb структурах на рисунке 4.25а для структуры с пятью δ -легированными Si:Sb слоями, распределение объемной концентрации Sb для которой приведено на рис. 4.24, показано распределение по глубине (времени травления) сигнала от кислорода и углерода, которые являются основными остаточными примесями в МПЭ установках. На рисунке 4.25а также приведен сигнал от комплекса $^{149}\text{SiSb}$, который использовался для количественного анализа распределения Sb. Из рисунка 4.25а видно, что в тех местах, где производились остановки роста (начало нарастания и спада сигнала от комплекса $^{149}\text{SiSb}$) не происходит никаких всплесков сигнала от углерода и кислорода. Из представленных результатов можно сделать вывод, что в сверхвысоковакуумных условиях, реализуемых в современных МПЭ установках, необходимые для реализации предлагаемого метода селективного легирования достаточно кратковременные (длительностью до 15 минут) остановки роста не приводят к заметному накоплению на поверхности роста загрязняющих примесей.

Высокое кристаллическое качество полученных δ -легированных Si структур было также подтверждено с помощью ПЭМ. Из ПЭМ снимка структуры с одним δ -легированным Si:Sb слоем (рис. 4.25b) хорошо видно, что наличие δ -легированного слоя не приводит к появлению дефектов структуры, и по своему кристаллическому качеству кремний в δ -легированном слое не отличается от кремния в Si(001) монокристаллической подложке и в других слоях структуры, выращенных при высоких температурах.

Необходимо отметить, что в МПЭ установках, температура подложки в которых контролируется с помощью калиброванной термопары, наиболее длительная остановка роста при формировании δ -легированных слоев имеет место при переходе от роста нелегированного слоя при $T_p=525-550^{\circ}\text{C}$ к росту легированного слоя при $T_p=325-350^{\circ}\text{C}$. Это обусловлено медленным охлаждением печи нагрева подложки и самой подложки в условиях сверхвысокого вакуума и большим временем установления термостабилизации между показаниями термопары и температурой подложки. Описанные процессы хорошо видны на рисунке 4.26а, на котором представлены изменения показаний термопары и реальной температуры подложки, измеренной с помощью низкокогерентной тандемной интерферометрии, при понижении T_p с 525°C до 350°C [А49]. Из рисунка 4.26а видно, что уменьшение показаний термопары с $T_{tc}=440^{\circ}\text{C}$ (точка А на рис. 4.26а), соответствующей реальной температуре подложки $T_p = 525^{\circ}\text{C}$ (рис. 4.8), до $T_{tc}=200^{\circ}\text{C}$, которая в стационарном режиме соответствует $T_p = 350^{\circ}\text{C}$, занимает ~ 7 минут. Но при достижении $T_{tc}=200^{\circ}\text{C}$ (точка С на рис. 4.26а) реальная температура подложки оказывается значительно ниже необходимых $T_p = 350^{\circ}\text{C}$. Требуемое значение $T_p = 350^{\circ}\text{C}$ достигается после установления термостабилизации между показаниями термопары и реальной температурой подложки, которая занимает еще ~ 8 минут (точка D на рис. 4.26а). Необходимо отметить, что показания термопары в этот период практически не меняются, в то время как реальная температура подложки заметно увеличивается (рис. 4.26а). В результате при отсутствии в МПЭ установке системы измерения реальной температуры подложки момент наступления термостабилизации между показаниями термопары и температурой подложки никак не может быть проконтролирован. Поэтому при отсутствии системы измерения реальной температуры подложки время остановки роста, необходимое для термостабилизации, должно быть выбрано с запасом (более 8 минут). В то же время формирование δ -легированных Si:Sb слоев толщиной 1 нм при типичной скорости роста 0.1 нм/с занимает

всего 10 с. На этом временном интервале изменения реальной температуры подложки при низких температурах малы (рис. 4.26а). Это позволяет проводить осаждение тонких Si:Sb слоев при первом достижении подложкой нужной температуры роста $T_p = 350^{\circ}\text{C}$ (точка В на рис. 4.26а), не дожидаясь

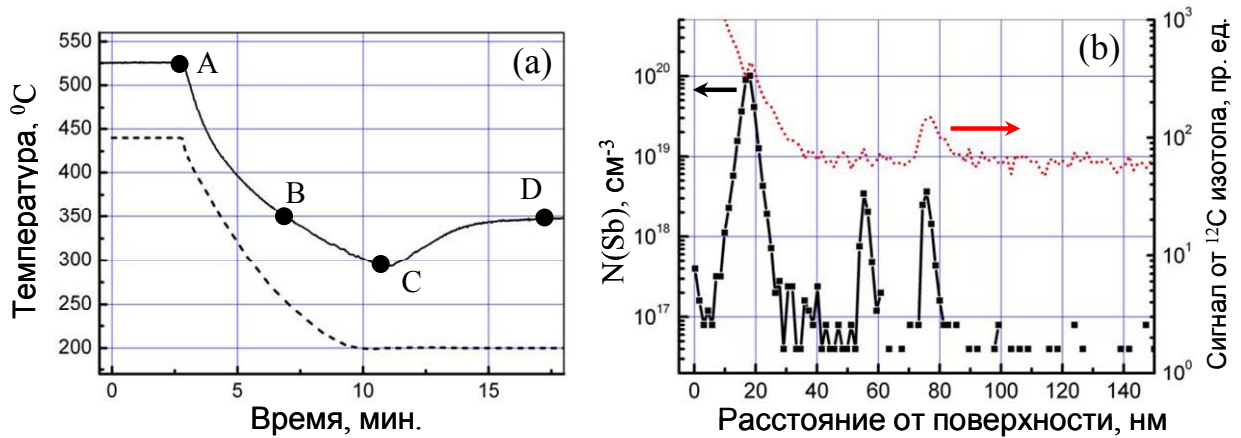


Рис. 4.26 а) Изменение температуры подложки, определенное с помощью низкокогерентной тандемной интерферометрии (сплошная линия), и соответствующих им изменениях в показаниях термопары (пунктирная линия) при охлаждении подложки с $T_p = 525^{\circ}\text{C}$ до 350°C . Описание точек на рисунке – см. текст. б) Распределение по глубине Sb и сигнала от углерода в структуре с двумя δ -легированными Si:Sb слоями, сформированными с помощью разных методов достижения температуры их роста: с термостабилизацией (слой на глубине 75 нм) и без термостабилизации (слой на глубине 55 нм) температуры роста. Легированный слой вблизи поверхности связан с заращиванием сегрегирующей примеси аморфным Si.

наступления термостабилизации. При таком подходе остановка роста, связанная с понижением температуры роста, займет всего 4 минуты вместо 15 минут, необходимых для термостабилизации показаний термопары и температуры подложки. Существенное (~ 4 раза) сокращение прерывания роста может привести к улучшению качества формируемых с помощью предложенного метода δ -легированных слоев.

Для проверки такой возможности была выращена тестовая структура с двумя δ -легированными Si:Sb слоями толщиной 1 нм, первый из которых (залегаящий на большей глубине) был сформирован с прерыванием роста на 15 минут при понижении температуры роста для достижения

термостабилизации между показаниями термопары и температурой подложки (в точке D на графике рис. 4.26а), а второй – с прерыванием роста только на 4 минуты, без термостабилизации, при достижении точки B на графике рис. 4.26а. Для оценки количества примеси, сегрегирующей на поверхности структуры, ее рост заканчивался осаждением 20 нм Si аморфного слоя при $T_p < 200^{\circ}\text{C}$. Необходимо отметить, что данная структура была выращена в худших вакуумных условиях (при более высоком давлении остаточных газов), чем описанные выше структуры δ -легированными Si:Sb слоями. ВИМС анализ распределения Sb и примесей в структуре с δ -легированными Si:Sb слоями, полученными с использованием различных подходов к достижению низкой температуры их формирования, показывает, что оба подхода позволяют получать легированные слои с близкими параметрами (рис. 4.26b). В тоже время существенное (\sim в 4 раза) уменьшение времени прерывания роста в случае формирования легированного слоя без достижения термостабилизации позволяет заметно уменьшить накопление остаточных примесей (углерода) на поверхности роста (рис. 4.26b). Кроме улучшения качества формируемых легированных Si:Sb структур подход, основанный на измерении реальной температуры подложки, не требующий достижения термостабилизации показаний термопары, позволяет существенно сократить время формирования δ -легированных Si:Sb слоев. Это особенно важно, при росте многослойных структур с δ -легированными слоями.

Характеризация электрофизических свойств полученных Si:Sb/Si(001) структур с δ -легированными слоями было выполнено за счет измерения ВФХ при комнатной температуре и магнитосопротивления при низких температурах. Распределение электронов, полученное из ВФХ, в структуре с одним δ -легированным Si:Sb слоем показано на рисунке 4.22b. Полученное из ВФХ распределение носителей заряда может быть смоделировано легированным слоем толщиной 1 нм с поверхностной концентрацией примеси $N \sim 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Полученная слоевая концентрация ниже, чем

количество Sb в легированном слое, определенное ВИМС ($\sim 1.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Расхождение может быть связано с ограничениями метода ВФХ при анализе δ -легированных слоев из-за максимальной напряженности поля, при которой возникает лавинный пробой в кремнии [297, 298].

Транспортные свойства структуры с δ -легированным Si:Sb слоем толщиной 1 нм, распределение примеси для которого показано на рисунке 4.22а, были исследованы с помощью холловских измерений и измерений магнитопроводимости. Для этого на структуре с помощью оптической литографии и плазмохимического травления были сформированы холловские мостики. Создание омических контактов было выполнено с помощью осаждения Au/Ti слоев и взрывной литографии. Измерения эффекта Холла при 4 К позволили определить слоевую концентрацию электронов (n_{2D}) и их подвижность, которые составили $n_{2D} = 1.7 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 53 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, соответственно. Из холловских измерений было также определено время релаксации $\tau \sim 10$ фс. Полученные значения подвижности и времени релаксации являются типичными для δ -легированных Si структур [273, 274].

Измерения магнитопроводимости продемонстрировали минимум на зависимости $\Delta\sigma(B) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(0)$, где $\rho_{xx}(B)$ – зависимость продольного удельного сопротивления от магнитного поля (рис. 4.27). Данное поведение магнитосопротивления обусловлено эффектом слабой локализации, причиной которого является изменение скорости диффузии электронов вследствие интерференции электронных волн при многократном рассеянии на дефектах кристаллической решётки. Проявление этого эффекта является одним из подтверждений двумерного характера транспорта электронов, локализованных в потенциале примеси в δ -легированном слое [273, 274, 301].

Экспериментально полученная зависимость $\Delta\sigma(B)$ может быть описана с использованием модели из работы [302], подгоночными параметрами в которой является масштабный коэффициент α и время фазовой когерентности τ_ϕ . Наилучшее согласие между теоретической и экспериментальной зависимостями $\Delta\sigma(B)$ достигается при значениях $\alpha = 0.08$

и $\tau_\varphi = 0.78$ пс (рис. 4.27). Значение масштабного коэффициента $\alpha \sim 0$ в отсутствие рассеяния на магнитных примесях является подтверждением двумерного характера транспорта электронов в исследованной структуре с δ -легированным Si:Sb слоем [301]. С помощью полученного значения времени релаксации фазы может быть вычислена длина фазовой когерентности $l_\varphi = 22$ нм. Параметры, характеризующие сохранение фазы электронов в исследованной структуре, сопоставимы с параметрами для δ -легированных Si структур, полученных в других работах [274].

С использованием предложенного метода селективного легирования аналогично описанному выше подходу к формированию δ -легированных n-Si структур могут быть получены и δ -легированные структуры на основе Ge [A50, A51]. При переходе от кремния к германию нужно учесть различие температурных зависимостей коэффициента сегрегации Sb в этих материалах (рис. 4.16). Смещение зависимости $\gamma(T)$ для сурьмы в Ge в более низкие

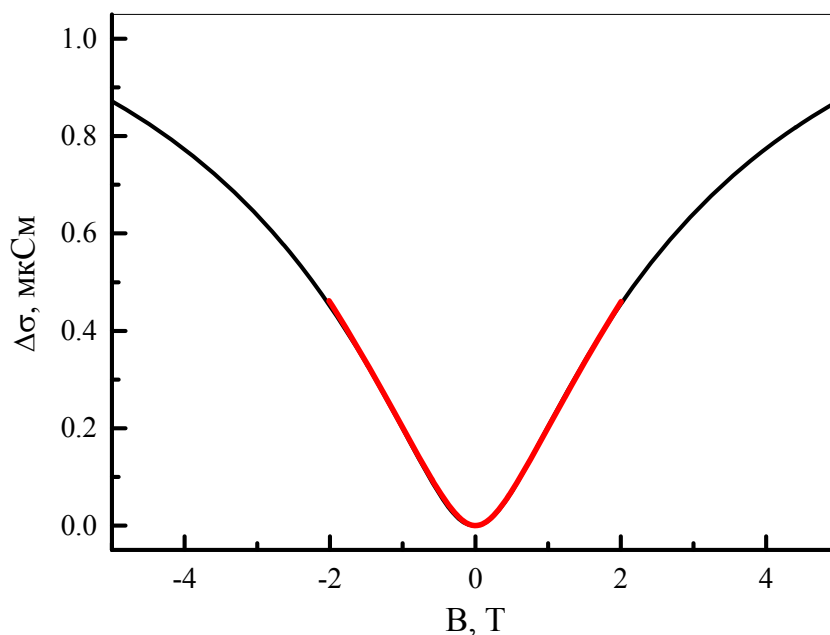


Рис. 4.27 Измеренная при 4 К (черная кривая) и вычисленная (красная кривая) зависимости изменения проводимости от величины перпендикулярного магнитного поля для структуры с δ -легированным Si:Sb слоем толщиной 1 нм.

температуры по сравнению с зависимостью $\gamma(T)$ для сурьмы в Si делает необходимым уменьшение температуры формирования как самого Ge:Sb

слоя, так и температуры роста нелегированных слоев. На рисунке 4.28а показано распределение Sb в структуре с δ -легированным Ge:Sb слоем, выращенной на Ge(001) подложке. Для формирования δ -легированного слоя предварительно осажденный слой Sb с $N_s(\text{Sb})=1.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ($\sim 0.2 \text{ МС}$) зарастивался при $T_p=250^\circ\text{C}$ слоем Ge толщиной 1 нм. После этого рост прерывался для увеличения температуры структуры до $T_p \sim 375^\circ\text{C}$, при

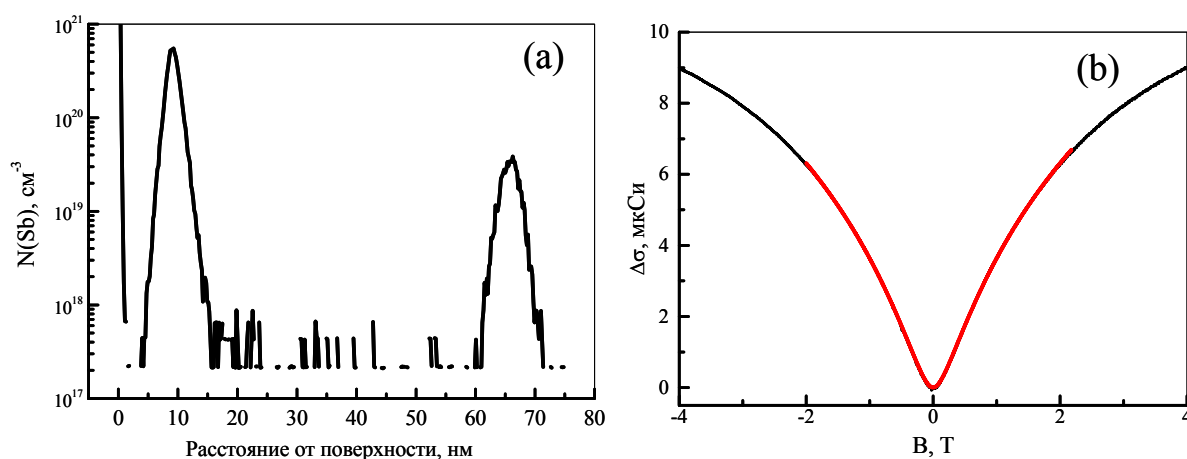


Рис. 4.28. а) Распределение Sb в структуре с эпитаксиальным δ -легированным n-Ge слоем толщиной 1 нм (слой с пиком на глубине 65 нм) и δ -легированным слоем в аморфном Ge (пик вблизи поверхности). б) Измеренная при 4К (черная кривая) и вычисленная (красная кривая) зависимости изменения проводимости от величины перпендикулярного магнитного поля для структуры с δ -легированным Ge:Sb слоем толщиной 1 нм.

которой наблюдается максимум на зависимости $\tau(T)$ Sb в Ge (рис. 4.16). Рост нелегированного покровного слоя Ge проходил при этой температуре. Для оценки количества Sb, сегрегировавшей на поверхность структуры, и влияния параметров ВИМС анализа на полученное распределение Sb рост структуры заканчивался осаждением аморфного Ge при $T_p < 150^\circ\text{C}$. В результате на распределении Sb в описанной структуре видны два пика: в эпитаксиальном слое на глубине $\sim 65 \text{ нм}$ и в аморфном Ge слое, у поверхности (рис. 4.28а). Анализ полученного распределения показывает, что максимум объемной концентрации Sb в эпитаксиальном δ -легированном слое составляет $\sim 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, его ширина на полувысоте FWHM=3 нм, а градиент на переднем крае $2 \div 2.5 \text{ нм/декаду}$. Согласно ВИМС анализу интегральное

количество Sb в эпитаксиальном δ -легированном слое $(1.5 \div 2) \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рис. 4.28а). При этом параметры легированного слоя, сформированного за счет наращивания аморфным Ge слоя Sb, сегрегированного на поверхность структуры, имеют следующие значения: объемная концентрация Sb в максимуме $\sim 7 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, FWHM ~ 2 нм и градиент ее распределения на переднем фронте 2 нм/декаду. Суммарное количество Sb в двух легированных слоях равно количеству осажденной примеси ($N_s(\text{Sb}) \sim 1.5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$). Сравнение параметров эпитаксиального и аморфного δ -легированных Ge:Sb слоев показывает их близость в части ширины пика и градиента распределения примеси на переднем фронте. Это указывает на то, что эти параметры в основном определяются не распределением примеси, а условиями проведения ВИМС анализа. Параметры полученного эпитаксиального δ -легированного Ge:Sb/Ge(001) слоя соответствуют лучшим параметрам для подобных структур, приведенным в литературе [223, 279].

Как и в случае Si:Sb структур анализ транспортных свойств δ -легированных Ge:Sb структур был выполнен с помощью холловских измерений и измерений магнитопроводимости при 4К. Перед формированием холловского мостика поверхностный легированный слой в аморфном Ge был удален за счет травления структуры в разбавленной перекиси водорода. Холловские мостики были сформированы с помощью оптической литографии, плазмохимического травления и формирования омических контактов с использованием взрывной литографии и магнетронного осаждения Au/Ti контактов.

Согласно холловским измерениям слоевая концентрация электронов в структуре $n_s \sim 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что совпадает со слоевой концентрацией Sb, определенной ВИМС. Это указывает на полную электрическую активацию примеси в полученной δ -легированной Ge:Sb структуре. Из холловских измерений была также определена подвижность электронов в структуре $\mu = 43 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и время релаксации $\tau \sim 13$ фс. Полученные транспортные

параметры соответствуют значениям, приведенным в литературе для δ -легированных Ge:Sb структур [223, 279].

Характер зависимости проводимости δ -легированных Ge:Sb структур от магнитного поля, приложенного перпендикулярно к структуре, аналогичен поведению магнитосопротивления в δ -легированных Si:Sb структурах, а именно, на этой зависимости имеется минимум проводимости при нулевом магнитном поле (рис. 4.28b). Это указывает на проявление в δ -легированных Ge:Sb структурах эффекта слабой локализации для электронов. Анализ магнитосопротивления δ -легированных Ge:Sb структур был выполнен с использованием модели из работы [302]. Наилучшее согласие между теоретической и экспериментальной зависимостями $\Delta\sigma(B)$ достигается при значении времени фазовой релаксации $\tau_\varphi=3.4$ пс (рис. 4.28b), что соответствует длине фазовой когерентности $l_\varphi = 36$ нм. Эти параметры полученных δ -легированных Ge:Sb структур близки к типичным значениям, приведенным в литературе, для такого рода легированных структур [273, 279].

4.4.3. Управление высотой барьера в диодах Шоттки за счет селективного легирования Si структур

Представленные в предыдущем разделе результаты демонстрируют, что предложенный метод селективного легирования может быть успешно использован для формирования в кремнии слоев n-типа с различными параметрами, включая δ -легированные слои. Как было отмечено в начале этой Главы, тонкие легированные слои могут быть использованы для управления высотой барьера в диодах Шоттки [213, 214]. Диоды Шоттки с пониженной высотой барьера используются, в частности, в высокочувствительных матричных приёмниках систем радиовидения в миллиметровом диапазоне длин волн. Преимуществом использования таких диодов в качестве приемников является возможность детектирования без напряжения смещения. Оптимальная эффективная высота барьера таких

диодов должна лежать в диапазоне $0.25 \div 0.3$ эВ [303]. Формирование легированного слоя вблизи поверхности облегчает перенос носителей заряда на контакте металл-полупроводник за счет их туннелирования через узкий потенциальный барьер между сильнолегированным слоем и металлом. Для реализации таких контактов находят применение как тонкие (до ~ 6 нм) однородно легированные n^{++} -слои [213], так и δ -легированные слои, расположенные на расстоянии нескольких нанометров от границы раздела металл-полупроводник [1]. За счет выбора уровня легирования и расстояния до границы можно осуществлять управление эффективной высотой барьера модифицированных таким способом диодов Шоттки, что показано теоретически и подтверждено экспериментально для диодов на основе арсенида галлия [304].

Для демонстрации возможности использования селективно-легированных Si структур, полученных с помощью предложенного метода, для управления высотой барьера в диодах Шоттки были сформированы и исследованы два типа структур: с однородно легированным тонким приповерхностным n^{++} -слоем и с δ -легированным Si:Sb слоем (рис. 4.29) [A43, A67]. Обе структуры были выращены на n^+ Si(001) подложках и отличались только распределением сурьмы в приповерхностном слое. Рост обеих структур начинался с формирования при низкой температуре роста 200 нм n^+ Si слоя с

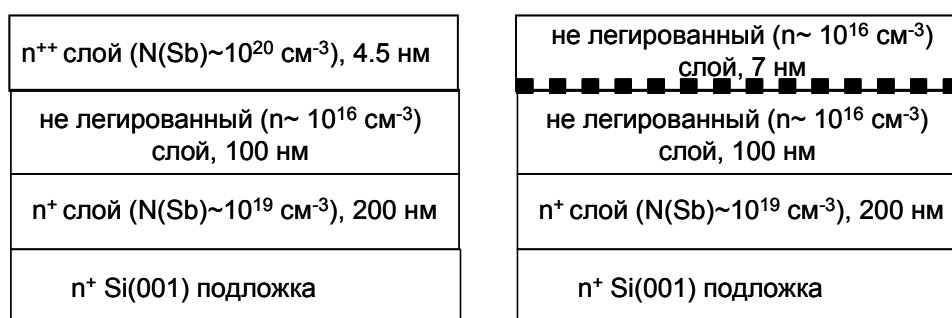


Рис. 4.29. Схематическое изображение структур для формирования низкобарьерных диодов Шоттки с использованием однородно (левый рисунок) и δ -легированного (правый рисунок) приповерхностных Si:Sb слоев. На правом рисунке символами отмечено место расположения δ -легированного Si:Sb слоя.

$N_b(\text{Sb}) \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Далее при $T_p \sim 530^\circ\text{C}$ осаждался номинально нелегированный Si слой толщиной 100 нм. Рост структуры с однородно легированным n^{++} слоем заканчивался осаждением при низкой температуре Si:Sb слоя с концентрацией $N_b(\text{Sb}) \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ толщиной 4.5 нм (рис. 4.29). В структуре с δ -легированием при низкой T_p формировался Si:Sb слой толщиной 1 нм, который наращивался 7 нм слоем Si при $T_p \sim 530^\circ\text{C}$ (рис. 4.29).

Толщина и глубина залегания легированных слоёв выбирались заведомо больше оптимальных значений с точки зрения получения низкочастотных диодов Шоттки. Уменьшение толщины поверхностных слоев достигалось их прецизионным травлением за счет циклического окисления Si в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$ и удаления образовавшегося окисла в растворе $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$. Толщина стравленного слоя определялась измерением величины ступеньки на оптическом интерференционном микроскопе «Talysurf». Таким методом удавалось стравливать слои толщиной ~ 1 нм. Омический контакт формировался к обратной стороне подложки. Контакты Шоттки диаметром 20-500 мкм формировались после каждого шага удаления тонкого поверхностного слоя с использованием термического напыления алюминия и фотолитографии. Измерение вольтамперных характеристик полученных

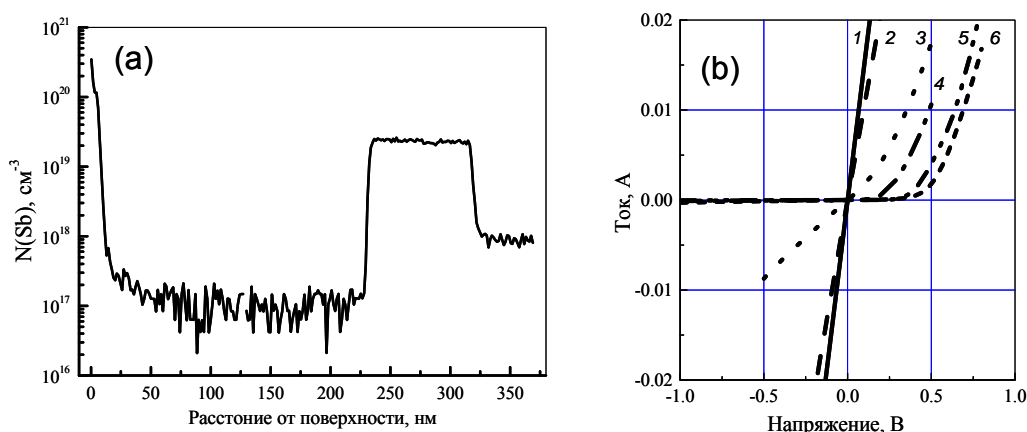


Рис. 4.30. а) Распределение Sb в структуре с однородно легированным поверхностным слоем. б) Последовательное изменение ВАХ при уменьшении толщины верхнего однородно легированного слоя. Номер рядом с ВАХ соответствует числу шагов травления n^{++} -слоя. ВАХ измерены при комнатной температуре на контактах диаметром 50 мкм.

диодов было выполнено при комнатной температуре.

Распределение Sb в структуре с однородно легированным поверхностным слоем представлено на рисунке 4.30а. На этом распределении хорошо виден выращенный n^+ Si слой, слой Si с низкой концентрацией Sb и приповерхностный легированный слой. На рисунке 4.30б показана трансформация ВАХ диодов Шоттки, сформированных на исследуемой структуре, происходящая по мере уменьшения толщины верхнего n^{++} -слоя при его прецизионном травлении. Изменение вида ВАХ связано с изменением механизмов токопереноса носителей в структуре. Кривая 1 на рисунке 4.30б соответствует диоду, сформированному на исходной структуре, и представляет ВАХ неплавного омического контакта, обусловленного эффективным туннелированием носителей через тонкий барьер на границе металл/ n^{++} -слой. Измерение удельного контактного сопротивления для исходной структуры дало значение $\sim 3 \times 10^{-4}$ Ом•см⁻².

По мере уменьшения толщины n^{++} -слоя путём его травления происходит смена механизма проводимости на термополевой, что выражается в появлении несимметричных токовых характеристик. При этом с увеличением числа шагов травления поверхностного слоя растёт высота барьера контакта Шоттки. Из ВАХ диодов, сформированных после различного числа шагов травления, то есть на n^{++} слоях различной толщины, может быть получена зависимость высоты барьера (φ_b) от толщины легированного слоя (d_n). Из этой зависимости можно оценить концентрацию электронов в поверхностном однородно легированном слое при использовании формулы [1]:

$$\varphi_b \approx \varphi_{b0} - \frac{eN_n}{2\varepsilon\varepsilon_0} \cdot d_n^2 \quad (4.5)$$

в которой φ_{b0} – высота барьера для диода Al/Si Шоттки на нелегированной структуре, которая из эксперимента равнялась ~ 0.55 эВ, e – заряд электрона, ε_0 , ε – диэлектрическая проницаемость вакуума и полупроводника, соответственно, N_n , d_n – концентрация и толщина легированного приповерхностного слоя. Хорошее согласие экспериментальной и

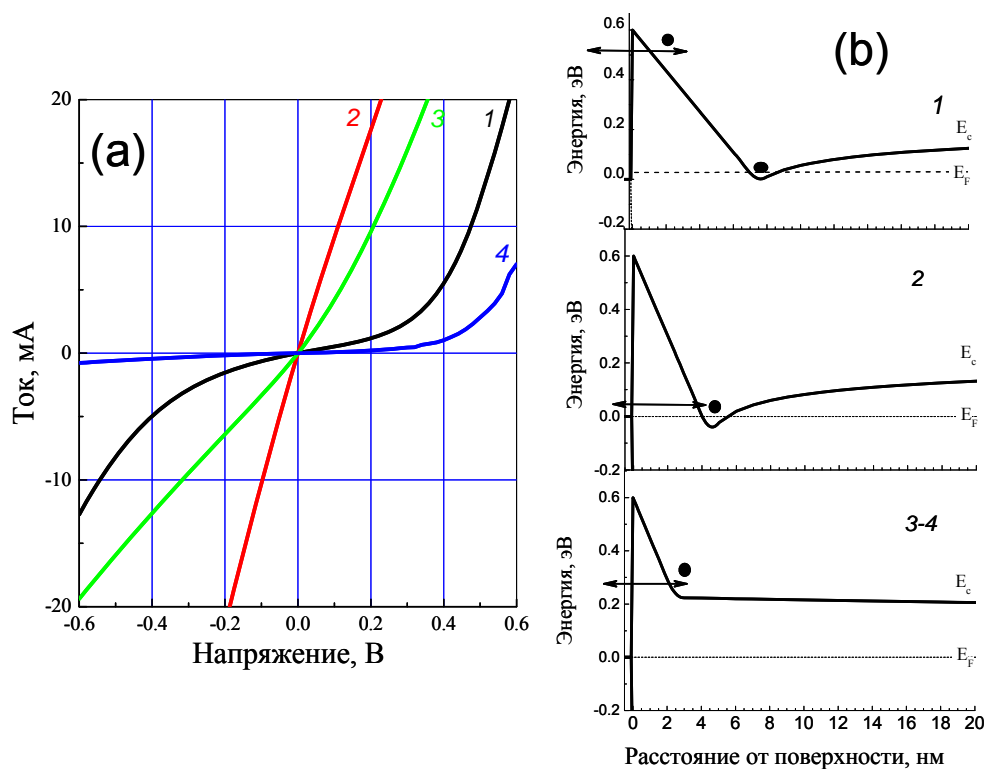


Рис. 4.31. а) Последовательное (1-4) изменение ВАХ при уменьшении глубины залегания δ -легированного Si:Sb слоя за счет стравливания поверхностного, нелегированного слоя Si. б) Рассчитанное изменение потенциального рельефа на границе с металлом при последовательном приближении δ -слоя к поверхности кремния. Значение поверхностной концентрации электронов в δ -слое выбрано $N_s = 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Измеренная ВАХ (1) и рассчитанная диаграмма (1) соответствуют исходной структуре, (2) – после 8, (3) – после 10 и (4) – после 14 шагов травления нелегированного слоя Si.

рассчитанной зависимостью $\phi_b(d_n)$ достигается при использовании в формуле (4.5) уровня легирования поверхностного слоя в $N_n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Данное значение концентрации электронов совпадает с концентрацией Sb в поверхностном легированном слое, определенной с помощью ВИМС (рис. 4.30а). Это указывает на близкую к 100% электрическую активацию примеси в сильнолегированном слое.

Более сложный характер изменения ВАХ наблюдается в структуре с δ -легированным Si:Sb слоем по мере уменьшения толщины нелегированного Si слоя, отделяющего его от поверхности (рис. 4.31а). Теория низкобарьерных диодов с δ -легированными слоями для структур на основе AlGaAs детально

рассмотрена в работе [304]. Наглядное представление о происходящей смене механизмов переноса носителей заряда через границу *Al/n-Si* можно получить из рассчитанного с помощью самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона положения края зоны проводимости в зависимости от глубины залегания δ -слоя [305] (рис. 4.31b). В расчётах высота барьера на границе Al – нелегированный Si полагалась равной 0.6 эВ, а слоевая концентрация электронов в δ -легированном слое $N_s(e) = 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Встраивание δ -легированного слоя вблизи границы раздела металл-полупроводник приводит к формированию узкого потенциального барьера треугольной формы и, соответственно, к появлению туннельной составляющей тока, как и в случае с диодом с однородно легированным поверхностным слоем. В исходной структуре δ -легированный слой располагается достаточно глубоко от поверхности (~ 7 нм) и образует потенциальную яму, заполненную электронами (см. верхнюю диаграмму на рис. 4.31b). При этом образуется широкий потенциальный барьер, токоперенос через который имеет термоэмиссионный или термополевой характер с максимумом прошедших электронов близи вершины барьера. Это и приводит к почти симметричному виду ВАХ для исходной структуры (кривая 1 на рис. 4.31a). При травлении нелегированного поверхностного слоя Si, по мере приближения δ -слоя к границе Al/Si положение максимума прошедших электронов снижается. При некоторой толщине верхнего нелегированного Si слоя реализуется туннельное прохождение электронов вблизи уровня Ферми (см. среднюю диаграмму на рис. 4.31b). ВАХ при этом становится линейной и отвечает омическому контакту (кривая 2 на рис. 4.31a). Дальнейшее приближение δ -слоя к металлическому контакту приводит к его обеднению носителями заряда (нижняя диаграмма на рис. 4.31b), преобладанию термополевого механизма и выпрямляющему виду ВАХ (кривые 3 и 4 на рис. 4.31a). При этом в зависимости от глубины залегания обеднённого δ -слоя можно получить промежуточные значения эффективной высоты барьера в диапазоне от 0.2 до 0.6 эВ.

Зависимость высоты барьера от глубины залегания обедненного δ -слоя можно приближенно описать формулой (4.5) заменив в ней объемную концентрацию электронов в однородно легированном слое N_n на их слоевую концентрацию в δ -слое N_s , а толщину однородно легированного слоя d_n на глубину залегания δ -слоя.

Приведенные результаты демонстрируют, что развитый метод селективного легирования кремния может быть использован как для создания омических контактов к кремнию, так и для формирования низкобарьерных диодов Шоттки [306, 307]. Показано, что для уменьшения высоты барьера можно использовать как однородно легированный, тонкий приповерхностный слой Si, так и δ -легированный слой, сформированный вблизи поверхности. При этом высота барьера может быть изменена в достаточно широком диапазоне путем прецизионного травления приповерхностных слоев кремния [306].

Выводы к Главе 4

1. Впервые в широком диапазоне температур роста экспериментально определена температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в Ge(001) гомоэпитаксиальных структурах. Смещение этой зависимости в область меньших температур роста по сравнению с аналогичной зависимостью для сегрегации Sb в Si(001) связано с меньшими значениями энергий, характеризующих различные механизмы сегрегации, в Ge по сравнению с Si. Данное уменьшение энергий обусловлено меньшими значениями энергий связи атомов в Ge. Установленное основное влияние состава, а не знака и величины деформации, SiGe слоев на сегрегацию сурьмы также связывается с уменьшением характерных для разных механизмов сегрегации энергий с ростом доли Ge в этих слоях.

2. Полученные экспериментальные данные позволяют утверждать, что температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в кремнии, германии и гетероструктурах на их основе имеет качественно схожий

характер и может быть хорошо описана моделью, предполагающей наличие двух механизмов сегрегации, которые связываются с сегрегацией на террасах и ступенях. Из-за меньших значений энергий, характеризующих сегрегацию Sb на ступенях, по сравнению с ее сегрегацией на террасах, на температурных зависимостях коэффициента сегрегации Sb в эпитаксиальных SiGe гетероструктурах при относительно низких температурах роста наблюдается участок, на котором основным механизмом сегрегации является кинетически ограниченный режим сегрегации на ступенях. Для SiGe гетероструктур на этом участке существует диапазон температур роста, в котором значение $r \sim 100$, но еще отсутствует существенная деградация кристаллического качества эпитаксиальных структур, связанная с использованием низких температур роста. В результате доминирования сегрегации на террасах при высоких температурах роста на температурной зависимости коэффициента сегрегации Sb в SiGe структурах наблюдается максимум с $r > 10^6$ при смене режима сегрегации на террасах с кинетически ограниченного на равновесный. Максимум зависимости $r(T)$ наблюдается при температурах роста, при которых еще несущественна десорбция Sb с поверхности роста и ее объемная диффузия.

3. Согласно полученным экспериментальным данным для широкого класса структур на основе кремния и германия переход между описанными режимами сегрегации происходит при изменении температуры роста всего на 150^0 - 250^0 С. При этом наблюдается изменение коэффициента сегрегации сурьмы более чем на 4 порядка величины. В диссертации предложен метод селективного легирования SiGe эпитаксиальных структур сегрегирующими примесями, в основе которого лежит использование этого резкого изменения коэффициента сегрегации примеси. В предложенном методе для создания легированных слоев, в том числе, δ -легированных, используется предосаждение определенного количества примеси и рост легированных слоев при температурах, которые соответствуют кинетически ограниченному режиму сегрегации на ступенях. В рамках предложенного метода для резкого

уменьшения объемной концентрации примеси рост структуры прерывается для увеличения температуры роста до температуры, при которой наблюдается максимум на температурной зависимости коэффициента сегрегации примеси для конкретного состава формируемого SiGe слоя. Рост нелегированных слоев происходит при этой температуре. Предложенный метод отличается простотой его реализации и не требует использования дополнительного оборудования в стандартных установках МПЭ.

4. На примере сурьмы продемонстрировано, что предложенный метод может быть успешно использован для получения методом МПЭ в гомоэпитаксиальных Si(001) и Ge(001) слоях, а также SiGe гетероструктурах однородно легированных и δ -легированных слоев в широком диапазоне объемной концентрации примеси. Из-за того, что в предложенном методе для формирования легированных слоев не используются низкие температуры роста, полученные слои имеют высокое кристаллическое качество. Распределение Sb на границах полученных легированных слоев характеризуется градиентом распределения примеси в 2-3 нм на декаду, а ширина δ -легированных слоев на полувысоте пика распределения примеси составляет 2-3 нм. Данные значения соответствуют лучшим значениям, приведенным в литературе для структур на основе кремния и германия, легированных донорами. В полученных Si:Sb и Ge:Sb структурах с δ -легированными слоями наблюдается эффект слабой локализации электронов при их низкотемпературном магнитотранспорте, характеристики которого отвечают двумерному транспорту электронов.

5. Экспериментально показано, что развитый метод селективного легирования кремния может быть использован как для создания омических контактов к кремнию, так и для получения низкобарьерных диодов Шоттки. Продemonстрировано, что для уменьшения высоты барьера можно использовать как однородно легированный, тонкий приповерхностный n^{++} -Si слой, так и δ -легированный n^{+-} -Si слой, сформированный вблизи поверхности.

6. Полагается, что предложенный метод селективного легирования может быть использован и для других примесей и полупроводниковых систем при наличии на температурной зависимости сегрегационных свойств примеси участка с резкой зависимостью коэффициента сегрегации примеси от температуры.

Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Выполнены исследования роста SiGe структур на различных подложках (Si(001) и Ge(001) монокристаллических подложках, а также на релаксированных SiGe/Si(001) буферах), которые позволили экспериментально установить влияние знака деформации на процессы релаксации упругих напряжений в них. Показано, что при росте растянутых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев на Ge(001) подложках и релаксированных $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(001)$ ($x < y$) буферах, в отличие от роста сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев, поверхность роста остается атомарно гладкой вплоть до начала пластической релаксации упругих напряжений в них, которая сопровождается образованием дефектных островков.
2. Выявленные различия в развитии шероховатости поверхности роста сжатых и растянутых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев обусловлены зависимостью энергии моноатомных ступеней на поверхности (001) с реконструкцией атомов (2×1) от знака деформации. Уменьшение энергии моноатомных ступеней при деформации сжатия ведет к развитию шероховатости поверхности при росте сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев, что облегчает преодоление энергетических барьеров, связанных со сменой механизма их роста с двумерного на трехмерный. Это является одной из причин образования бездефектных самоформирующихся nanoостровков в широком диапазоне условий роста и состава таких слоев. Рост энергии моноатомных ступеней при приложении деформации растяжения препятствует развитию шероховатости поверхности роста растянутых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев и образованию бездефектных островков.
3. Выявлено уменьшение критической толщины двумерного роста пленки Ge на релаксированных SiGe/Si(001) буфера в сравнении с ростом Ge на Si(001), которое наблюдается несмотря на уменьшение рассогласования параметров кристаллических решеток пленки и подложки и связывается с более высокой шероховатостью поверхности SiGe/Si(001) буферов и сегрегацией атомов Ge при росте на них.
4. Экспериментально продемонстрировано, что предосаждение сжатых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоев ведет к уменьшению критической толщины двумерного роста пленки Ge на них, а растянутых – к ее увеличению. Величина изменения критической толщины двумерного роста Ge зависит от знака и величины деформации напряженных SiGe слоев, расположенных вблизи поверхности роста. Влияние напряженных подслоев на рост пленки Ge сохраняется и при

их заращивании тонкими, толщиной до 3–4 нм, ненапряженными слоями. Выявленное влияние напряженных подслоев на рост SiGe гетероструктур связывается с изменением шероховатости поверхности и количества германия, сегрегированного на поверхности роста в результате их осаждения. В случае роста на Si(001) решеток Ge/Si с толщиной Si слоев меньше 4 нм эти факторы приводят к уменьшению критической толщины двумерного роста Ge в верхних слоях решетки до значений меньше 3 монослоев, считающейся термодинамически равновесной толщиной двумерного роста Ge на Si(001).

5. Исследована зависимость параметров Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков (размеров, состава, формы, поверхностной плотности) и их спектров фотолюминесценции от температуры роста. Показано, что основной причиной смещения сигнала люминесценции Ge(Si) островков в область меньших энергий при понижении температуры роста с 700⁰С до 600⁰С является увеличение доли Ge в куполообразных наноструктурах. Смещение пика люминесценции Ge(Si) островков в область больших энергий при понижении температуры роста с 600⁰С до 550⁰С наблюдается при смене типа островков, доминирующих на поверхности, с dome наноструктур на hut-кластеры, сопровождающейся резким уменьшением средней высоты островков. Показано, что при использовании в расчетах зонной диаграммы Ge(Si) островков экспериментально определенных значений их состава, упругих напряжений и размеров спектральное положение сигнала люминесценции Ge(Si) островков может быть хорошо количественно описано моделью непрямого в реальном пространстве оптического перехода между дырками, локализованными в Ge(Si) островках, и электронами, находящимися в локально растянутых областях кремния на гетерогранице с островком.

6. Установлено, что интенсивность сигнала люминесценции куполообразных островков при комнатной температуре увеличивается с ростом доли Ge в них, которое происходит при понижении температуры роста. При смене доминирующего типа островков на поверхности с dome наноструктур на hut-кластеры интенсивность сигнала люминесценции Ge(Si) островков при комнатной температуре падает.

7. На основе многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками получены макеты светодиодов, излучающие в области длин волн 1.3-1.8 мкм с внешней квантовой эффективностью при комнатной температуре ~0.01%.

Продемонстрирована возможность использования полученных светодиодов для реализации оптической связи между структурами, сформированными на кремнии.

8. Впервые продемонстрирована возможность управления люминесцентными свойствами Ge(Si) островков (вероятностью оптического перехода без участия фонона, спектральным положением и шириной сигнала люминесценции) за счет их встраивания между слоями растянутого Si при росте на релаксированных SiGe/Si(001) буферах или подложках «напряженный кремний на изоляторе». Данный подход позволяет менять энергию непрямого оптического перехода в островках за счет изменения положения энергетических уровней электронов в глубоких потенциальных ямах в растянутых слоях кремния над и под островками при изменении их толщины. Для Ge(Si) островков, выращенных при 630° – 650° C, увеличение толщины растянутых Si слоев над и под островками до 3 нм сдвигает сигнал люминесценции Ge(Si) островков в длинноволновую область вплоть до 2 мкм, что является наиболее длинноволновым сигналом для эпитаксиальных SiGe гетероструктур.

9. Показано, что сигнал люминесценции Ge(Si) островков, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах и встроенных между слоями растянутого Si, обусловлен излучательными переходами с участием электронов, локализованных в Si слоях как над, так и под островками. Возможность независимого изменения энергии этих переходов за счет изменения толщин растянутых Si слоев позволяет управлять шириной линии люминесценции островков. Таким путем достигнута рекордно узкая для неупорядоченных Ge(Si) островков ширина линии люминесценции в 20-30 мэВ при температуре 20 К.

10. Сигнал люминесценции Ge(Si) островков, встроенными между слоями растянутого Si, обусловлен оптическими переходами без участия фононов.

11. Впервые в широком диапазоне температур роста экспериментально определена температурная зависимость коэффициента сегрегации Sb в Ge(001) гомоэпитаксиальных структурах. Данная зависимость имеет качественно схожий характер с температурной зависимостью коэффициента сегрегации Sb в Si(001) гомоэпитаксиальных структурах, но смещена относительно нее на 150° – 200° C в область более низких температур. Это смещение обусловлено меньшими значениями энергий, характеризующих различные механизмы сегрегации, в Ge по сравнению с Si.

12. С использованием экспериментально определенных температурных зависимостей сегрегационных свойств Sb в SiGe гетероструктурах методом МПЭ получены селективно легированные сурьмой SiGe гетероструктуры с градиентом распределения примеси на границах легированных слоев в 2–3 нм декаду и шириной δ -легированных слоев в 2–3 нм. Показано, что выращенные легированные слои обладают высоким кристаллическим качеством.

Список работ автора по теме диссертации

- A1. Патент РФ № 2407103. 20.12.2010. Постников В.В., Новиков А.В. Способ выращивания кремний-германиевых гетероструктур // Патент России № 2407103, 2010 г.
- A2. GeSi/Si(001) structures with self-assembled islands: growth and optical properties / N.V.Vostokov, Yu.N.Drozdov, D.N.Lobanov, A.V.Novikov, M.V.Shaleev, A.N.Yablonskii, Z.F.Krasilnik, A.N.Ankudinov, M.S.Dunaevskii, A.N.Titkov, P.Lytvyn, V.U.Yukhymchuk, M.Ya.Valakh // Quantum Dots: Fundamentals, Applications, and Frontiers”, edited by B.A.Joyce et al., Springer 2005 – P.333-351.
- A3. Microscopic and optical investigation of Ge nanoislands on silicon substrates / Z.F.Krasil’nik, P.Lytvyn, D.N.Lobanov, N.Mesters, A.V.Novikov, J.Pascual, M.Ya.Valakh, V.U.Yukhymchuk // Nanotechnology – 2002. – V.13. – P. 81-85.
- A4. Низкоэнергетическая фотолюминесценция структур с GeSi/Si(001) самоорганизующимися наноостровками / Н.В.Востоков, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, А.Н.Яблонский // Письма в ЖЭТФ – 2002. – Т. 76. – С. 425-429.
- A5. Сокращенный способ рентгеновского дифракционного сканирования обратного пространства частично релаксированных слоев и островков / Ю.Н.Дроздов, В.М.Данильцев, З.Ф.Красильник, Л.Д.Молдавская, А.В.Новиков, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования – 2003. – № 5. – С. 22-26.
- A6. Photoluminescence of Ge(Si)/Si(001) self-assembled islands in the near infra-red wavelength range / A.V.Novikov, D.N.Lobanov, A.N.Yablonsky, Yu.N.Drozdov, N.V.Vostokov, Z.F.Krasilnik // Physica E – 2003. – V. 16/3-4. – P. 467 – 472.
- A7. Фотолюминесценция структур с GeSi/Si(001) самоорганизующимися наноостровками/ Н.В.Востоков, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, Д.Н.Лобанов,

А.В.Новиков, А.Н.Яблонский// Известия Академии наук. Серия физическая – 2003. - № 2. - С. 159-162.

A8. Фотолюминесценция GeSi/Si(001) самоорганизующихся наноструктур различной формы / Н.В. Востоков, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, А.Н. Яблонский // Физика твердого тела – 2004 – Т.46. – С. 63-66.

A9. Photoluminescence of GeSi/Si(001) self-assembled islands with dome and hut shape / A.V. Novikov, M.V. Shaleev, D.N. Lobanov, A.N. Yablonsky, N.V. Vostokov, Z.F. Krasilnik // Physica E – 2004. – V. 23. – P. 416-420.

A10. Релаксированные Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферные слои, выращенные методом газовой эпитаксии при атмосферном давлении / Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, О.А.Кузнецов, З.Ф. Красильник, А.В. Новиков, В.А.Первошиков, М.В. Шалеев // ФТТ – 2005 – Т.47. – С.44-46.

A11. Получение релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоев с малой шероховатостью поверхности / Н.В.Востоков, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, О.А.Кузнецов, А.В.Новиков, В.А.Первошиков, М.В.Шалеев // Микроэлектроника – 2005. – Т.34. – С. 1-8.

A12. Ge self-assembled islands grown on SiGe/Si(001) relaxed buffer layers / M.V. Shaleev, A.V. Novikov, O.A. Kuznetsov, A.N. Yablonsky, N.V. Vostokov, Yu.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik // Materials Science and Engineering B – 2005. – V. 124-125C – P. 466-469.

A13. Влияние предосаждения Si_{1-x}Ge_x слоя на рост Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков / Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский // ФТТ – 2005. – Т.47 – С.29-32.

A14. Growth and photoluminescence of Ge(Si) self-assembled islands obtained during the deposition of Ge on a strained SiGe layer / D.N. Lobanov, A.V. Novikov, N.V. Vostokov, Y.N. Drozdov, A.N. Yablonskiy, Z.F. Krasilnik, M.

Stoffel, U. Denker, O.G. Schmidt // *Optical Materials* – 2005. – V. 27. – P. 818-821.

A15. Особенности фотолюминесценции Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, выращенных на напряженном $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое / Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, А.Н.Яблонский // *ФТП* – 2006. – Т.40. – С. 343-346.

A16. Особенности формирования Ge(Si) островков на релаксированных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ буферных слоях / Н.В.Востоков, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, О.А.Кузнецов, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев // *ФТП* – 2006 – Т.40. – С. 235-239.

A17. Photoluminescence of Ge(Si) self-assembled islands embedded in a tensile-strained Si layer M.V. Shaleev, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, Y.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z.F.Krasilnik, O.A. Kuznetsov // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V.88. – 2006.

A18. Влияние напряженного Si слоя на фотолюминесценцию Ge(Si) самоформирующихся островков, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях / М.В. Шалеев, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, О.А. Кузнецов, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник // *ФТП* – 2007. – Т.41. – С.172-176.

A19. Photoluminescence of dome and hut shaped Ge(Si) self-assembled islands embedded in a tensile-strained Si layer / M. V. Shaleev, A. V. Novikov, A. N. Yablonskiy, Y. N. Drozdov, D. N. Lobanov, Z. F. Krasilnik, O. A. Kuznetsov // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V.91. – P. 021916-3.

A20. Влияние температуры роста на фотолюминесценцию самоформирующихся островков Ge(Si), заключенных между напряженными слоями Si / М.В. Шалеев, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, О.А. Кузнецов, Ю.Н. Дроздов, Д.Н.Лобанов, З.Ф. Красильник // *ФТП* – 2007. – Т.41. – С.1375-1380.

A21. Intense photoluminescence from Ge(Si) self-assembled islands embedded in a tensile-strained Si layer / A V Novikov, M V Shaleev, A N Yablonskiy, O A Kuznetsov, Yu N Drozdov, D N Lobanov, Z F Krasilnik // *Semicond. Sci. and Technol.* – 2007 – V. 22. – P. S29-S32.

A22. Effect of growth temperature on photoluminescence of Ge(Si) self-assembled islands embedded in a tensile-strained Si layer / M.V. Shaleev, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, Y.N. Drozdov, O.A. Kuznetsov, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik // *Thin Solid Films* – 2008. – V. 517. – P. 385–387.

A23. Сравнительный анализ фото- и электролюминесценции многослойных структур с самоформирующимися островками Ge(Si)/Si(001) / Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский // *ФТП* – 2008. – Т. 42. – С. 291-295.

A24. Comparative analysis of photo- and electroluminescence of multilayer structures with Ge(Si)/Si(001) self-assembled islands / Yu.N. Drozdov, Z.F. Krasilnik, K.E. Kudryavtsev, D.N. Lobanov, A.V. Novikov, M.V. Shaleev, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, A.N. Yablonskiy // *Thin Solid Films* – 2008. – V. 517. – P. 398–400.

A25. Влияние параметров Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков на их электролюминесценцию при комнатной температуре / Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, К.Е.Кудрявцев, Д.В.Шенгуров, Ю.Н.Дроздов, А.Н.Яблонский, В.Б.Шмагин, З.Ф.Красильник, N.D.Zakharov, P.Werner // *ФТП* – 2009. – Т. 43. – С.332-336.

A26. Electroluminescence and photoconductivity of GeSi heterostructures with self-assembled islands in the wavelength range 1.3–1.55 μm / D.N. Lobanov, A.V. Novikov, K.E. Kudryavtsev, A.N. Yablonskiy, A.V. Antonov, Yu.N. Drozdov, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, Z.F. Krasilnik, N.D. Zakharov, P. Werner // *Physica E* – 2009. – V.41. – P. 935-938.

A27. D.V. Yurasov. Features of two-dimensional to three-dimensional growth mode transition of Ge in SiGe/Si(001) heterostructures with strained layers / D. V. Yurasov, Yu. N. Drozdov, M. V. Shaleev, A. V. Novikov // Applied Physics Letters. – 2009. – V. 95. – P. 151902-3.

A28. Влияние упругих напряжений в подслоях на критическую толщину перехода по Странскому-Крастанову в системе GeSi/Si(001) / Ю.Н. Дроздов, Д.Н. Лобанов, А.И. Никифоров, А.В. Новиков, В.В. Ульянов, Д.В. Юрасов // Поверхность: РСНИ – 2009. – № 7. – С. 61-66.

A29. Исследование перехода эпитаксиальной пленки Ge от послойного к трехмерному росту в гетероструктурах с напряженными SiGe подслоями / Ю.Н. Дроздов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов // ФТП – 2010. – Т. 44. – С. 538-543.

A30. Gigantic uphill diffusion during self-assembled growth of Ge quantum dots on strained SiGe sublayers / M.Ya.Valakh, P.M. Lytvyn, A.S. Nikolenko, V.V. Strelchuk, Z.F. Krasilnik, D.N. Lobanov, A.V. Novikov // Appl. Phys. Lett. – 2010. – V. 96. – P. 141909-3.

A31. Влияние радиационного воздействия на люминесцентные свойства низкоразмерных SiGe/Si(001) гетероструктур / А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, В.В. Платонов, С.В. Оболенский, Д.Н. Лобанов, З.Ф. Красильник // ФТП – 2010. – Т. 44. – С. 346-351.

A32. SiGe nanostructures with self-assembled islands for Si-based optoelectronics / Z.F. Krasilnik, A.V. Novikov, D.N. Lobanov, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, S.V. Obolenskiy, N.D. Zakharov, P Werner // Semicond. Sci. Technol. – 2011. – V. 26. – P. 014029-5.

A33. Сравнительный анализ радиационного воздействия на электролюминесценцию кремния и SiGe/Si(001) гетероструктур с самоформирующимися nanoостровками / З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, А.Н. Качемцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, С.В. Оболенский, Д.В. Шенгуров // ФТП – 2011. – Т. 45. – С. 230-234.

A34. Ширина линии фотолюминесценции от Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между напряженными Si слоями / М.В. Шалеев, А.В. Новиков, Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, О.А. Кузнецов, Д.Н. Лобанов, З.Ф. Красильник / ФТП – 2011. – Т. 45. – С. 202-206.

A35. Narrow photoluminescence peak from Ge(Si) islands embedded between tensile-strained Si layers / M. Shaleev, A. Novikov, N. Baydakova, A. Yablonskiy, O. Kuznetsov, Y. Drozdov, D. Lobanov, Z. Krasilnik // Physica Status Solidi C – 2011. – V.8. – P. 1055-1059.

A36. Usage of antimony segregation for selective doping of Si in molecular beam epitaxy / D.V. Yurasov, M.N. Drozdov, A.V. Murel, M. V. Shaleev, N. D. Zakharov, A. V. Novikov // J. Appl. Phys. – 2011. – V. 109. – P. 113533-7.

A37. Метод селективного легирования кремния сегрегирующими примесями / Д.В. Юрасов, М. Н. Дроздов, А.В. Мурель, А.В. Новиков // Письма в ЖТФ – 2011. – Т. 37. – С. 75-81.

A38. Transition from planar to island growth mode in SiGe structures fabricated on SiGe/Si(001) strain-relaxed buffers / M.V. Shaleev, A.V. Novikov, D.V. Yurasov, J.M. Hartmann, O.A. Kuznetsov, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik // Appl. Phys. Lett. – 2012. – V. 101. – P. 151601-3.

A39. Эффекты латерального упорядочения самоорганизованных наноструктур SiGe, выращенных на напряженных буферных слоях $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ / В.В. Стрельчук, А.С. Николенко, П.М. Литвин, В.П. Кладько, А.И. Гудыменко, М.Я. Валах, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков // ФТП – 2012. – Т. 46. – С. 665-672.

A40. Влияние толщины кремниевого разделительного слоя на электролюминесценцию многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками / Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, К.Е.Кудрявцев, М.В.Шалеев, Д.В.Шенгуров, З.Ф.Красильник, Н.Д.Захаров, P.Werner // ФТП – 2012. – Т.46. – С. 1448-1452.

A41. Послойный анализ структур с дельта-слоями методом ВИМС с учетом функции разрешения по глубине TOF.SIMS-5 / Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Новиков А.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования – 2012. – № 7. – С. 26-30.

A42. Способ учета параметра сдвига при восстановлении распределения состава полупроводниковых структур по глубине в методе ВИМС / П.А. Юнин, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов // ФТП – 2012. – Т.46. – С. 1515-1520.

A43. Модификация высоты барьера в диодах Шоттки на кремнии при использовании сильнолегированных 3D- и 2D-слоёв / А. В. Мурель, А.В. Новиков, В. И. Шашкин, Д.В. Юрасов // ФТП – 2012. – Т.46. – С. 1384-1387.

A44. Переход от двумерного к трехмерному росту пленки Ge при ее осаждении на релаксированные SiGe/Si(001) буферные слои / М.В. Шалеев, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, J.M. Hartmann, О.А. Кузнецов, Д.Н. Лобанов, З.Ф. Красильник // ФТП – 2013. – Т. 47. – С. 404-409.

A45. Дроздов М.Н., Сегрегация сурьмы в напряженных SiGe-гетероструктурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии / М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов // ФТП – 2013. – Т. 47. – С. 1493-1496.

A46. Segregation of Sb in SiGe heterostructures grown by molecular beam epitaxy: interdependence of growth conditions and structure parameters / D.V. Yurasov, M.N. Drozdov, N.D. Zakharov, A.V. Novikov // J. of Crystal Growth – 2014. – V. 396. – P. 66-70.

A47. Спектры возбуждения и кинетика фотолюминесценции в структурах с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами / А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, М.В. Шалеев // ФТП – 2015. – Т.49. – С. 1458-1462.

- A48. Рост светоизлучающих SiGe гетероструктур на подложках «напряженный кремний на изоляторе» с тонким слоем окисла / Н.А. Байдакова, А.И. Бобров, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, Д.А. Павлов, М.В. Шалеев, П.А. Юнин, Д.В. Юрасов // ФТП – 2015. – Т. 49. – С. 1129-1135.
- A49. Real-time measurement of substrate temperature in molecular beam epitaxy using low-coherence tandem interferometry / D.V. Yurasov, A.Yu. Luk'yanov, P.V. Volkov, A.V. Goryunov, A.D. Tertyshnik, M.N. Drozdov, A.V. Novikov // J. Crystal Growth – 2015. – V. 413. – P. 42-45.
- A50. Сегрегация Sb в Ge эпитаксиальных слоях и ее использование для селективного легирования структур на основе германия / А. В. Антонов, М.Н. Дроздов, А. В. Новиков, Д. В. Юрасов // ФТП – 2015. – Т. 49. – С. 1453-1457.
- A51. Antimony segregation in Ge and formation of n-type selectively doped Ge films in molecular beam epitaxy / D.V. Yurasov, A.V. Antonov, M.N. Drozdov, V.B. Schmagin, K.E. Spirin, A.V. Novikov // J. Appl. Phys. – 2015. – V.118. – P.145701-6.
- A52. Влияние шероховатости поверхности на смену режима роста с двумерного на трехмерный в SiGe напряженных гетероструктура / А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов, П.А. Юнин //ФТП – 2016. – Т. 50. – С. 1657-1661.
- A53. Features of SOI substrates heating in MBE growth process obtained by low-coherence tandem interferometry / P.V. Volkov, A.V. Goryunov, D.N. Lobanov, A.Yu. Lukyanov, A.V. Novikov, A.D. Tertyshnik, M.V. Shaleev, D. V. Yurasov // J. Cryst. Growth – 2016. – V. 448. – P. 89-92.
- A54. Электролюминесценция структур с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами, заключенными между напряженными слоями кремния / Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, М.В. Юрасов, Е.Е. Морозова, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник // ФТП – 2016. – Т. 50. – С. 1685-1689.

A55. Quantum dot emission driven by Mie resonances in silicon nanostructures / V. Rutckaia, F. Heyroth, A. Novikov, M. Shaleev, M. I. Petrov, J. Schilling // Nano Letters. – 2017. – V.17. – P.6886–6892.

A56. Light emission from Ge(Si)/SOI self-assembled nanoislands embedded in photonic crystal slabs of various period with and without cavities / M.V. Stepikhova, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, M.V. Shaleev, D.E. Utkin, V.V. Rutckaia, E.V. Skorokhodov, S.M. Sergeev, D.V. Yurasov, Z.F. Krasilnik // Semiconductor Science and Technology. -2019. – V.34. – P.024003-7.

A57. Релаксированные $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ буферные слои, выращенные методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении / Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, О.А.Кузнецов, А.В. Новиков, В.А. Перевошиков, М.В.Шалеев, А.Н. Яблонский // Материалы совещания «Нанопотоника». – 2-6 мая 2004г, Нижний Новгород, 2004. – С. 125-128.

A58. Ge(Si) самоформирующиеся островки на релаксированных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ буферных слоях / М.В.Шалеев, Н.В.Востоков, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, О.А.Кузнецов, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков // Материалы IX Симпозиума «Нанопотоника и нанопотоника». – 25-29 марта 2005 г, Нижний Новгород, 2005. – С. 226-227.

A59. Интенсивная фотолюминесценция Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между слоями напряженного Si / Ю.Н. Дроздов, З.Ф.Красильник, О.А.Кузнецов, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, А.Н.Яблонский // Материалы X Симпозиума «Нанопотоника и нанопотоника». – 13-17 марта 2006 г, Нижний Новгород, 2006. – С. 98-101.

A60. Фото- и электролюминесценция Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся nanoостровков при комнатной температуре / Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, К.Е.Кудрявцев, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, Д.В.Шенгуров, В.Б.Шмагин, А.Н.Яблонский // Материалы XI Симпозиума «Нанопотоника и нанопотоника». – Т. 2. – 10-14 марта 2007 г, Нижний Новгород, 2007. – С. 418-419.

A61. Температурное гашение сигнала ФЛ самоформирующихся Ge(Si) островков, заключенных между слоями напряженного Si / А.Н.Яблонский, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, О.А.Кузнецов, Ю.Н.Дроздов, Д.Н.Лобанов, З.Ф.Красильник // Материалы XII Международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника». – Т. 1. – 10–14 марта 2008 г, Нижний Новгород, 2018. – С.495–496.

A62. Влияние локализации электронов на температурное гашение сигнала фотолуминесценции от Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенными между напряженными Si слоями / М.В. Шалеев, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, О.А. Кузнецов, Н.А. Байдакова, Д.Н. Лобанов, З.Ф. Красильник // Материалы XIII Международного Симпозиума “Нанопизика и Нанозлектроника”. – Т. 2. – 16-20 марта 2009 г, Нижний Новгород, 2009. – С.454-455.

A63. Управление положением и шириной линии фотолуминесценции от гетероструктур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными Si слоями / М. В. Шалеев, А. В. Новиков, Н. А. Байдакова, А. Н. Яблонский, О. А. Кузнецов, Ю. Н. Дроздов, Д. Н. Лобанов // Материалы XIV Международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника». – Т. 2. –, 16–19 марта 2010 г, Нижний Новгород, 2010. – С. 339–340.

A64 Сравнительный анализ радиационного воздействия на электролуминесценцию кремния и SiGe/Si(001) гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами / З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, А.Н. Качемцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, С.В. Оболенский, Д.В. Шенгуров // Материалы XV Международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника». – Т. 2. – 14–18 марта 2011 г, Нижний Новгород, 2011. – С. 504-505.

A65. Переход от двумерного к трехмерному росту в SiGe гетероструктурах, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях / М.В.Шалеев, А.В.Новиков, Д.В.Юрасов, О.А.Кузнецов, Д.Н.Лобанов,

J.M.Hartmann, З.Ф.Красильник // Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». – Т. 2. – 12-16 марта 2012г, Нижний Новгород, 2012. – С. 428-429.

A66. Влияние параметров многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися наноостровками на их оптоэлектронные свойства / А.В.Антонов, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, К.Е.Кудрявцев, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, Д.В.Шенгуров, А.А. Тонких, N.D.Zakharov, P.Werner // Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» – Т. 2. – 12-16 марта 2012г, Нижний Новгород, 2012. – С. 304-305.

A67. Модификация высоты барьера в диодах Шоттки на кремнии при использовании сильнолегированных 3D- и 2D-слоёв / А.В. Мурель, А.В. Новиков, В. И. Шашкин, Д.В. Юрасов // Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» – Т.2. – 12-16 марта 2012г, Нижний Новгород, 2012. – С. 320-321.

A68. Реализация оптической связи на основе SiGe гетероструктур / А.В. Антонов, Н.А. Байдакова, З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, Д.Н. Лобанов, Е.Е. Морозова, А.В. Новиков, А.А. Тонких, М.В. Шалеев, Д. В. Шенгуров, Д. В. Юрасов // Труды XVIII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» – Т. 2. – 10-14 марта 2014 г, Нижний Новгород, 2014. – С. 577-578.

A69. Дроздов М. Н., Взаимосвязанное влияние условий роста и параметров структур на сегрегацию сурьмы в системе Si/Ge / М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, Д. В. Юрасов // Труды XVIII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» – Т. 2. – 10-14 марта 2014 г, Нижний Новгород, 2014. – С. 692-693.

A70. Особенности релаксации упругих напряжений в сжатых и растянутых SiGe слоях / А.В. Новиков, М.В. Шалеев, П.А. Юнин, Д.В. Юрасов // Труды

XIX Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника». – Т. 2. – 10-14 марта 2015 г, Нижний Новгород, 2015. – С. 599-600.

A71. Светоизлучающие SiGe структуры, выращенные на структурах «напряженный кремний на изоляторе» / Н.А. Байдакова, А.И. Бобров, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, Д.А. Павлов, М.В. Шалеев, П.А. Юнин, Д.В. Юрасов, З.Ф. Красильник // Труды XIX Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника». – Т. 2. – 10-14 марта 2015 г, Нижний Новгород, 2015. – С. 427-428.

A72. Исследование сегрегации Sb в Ge слоях, выращенных методом МПЭ / А.В. Антонов, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов // Труды XIX Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника». – Т. 2. – 10-14 марта 2015 г, Нижний Новгород, 2015. – С. 723-724.

A73. Новиков А.В., Влияние микрошероховатости поверхности на смену режима роста с двумерного на трехмерный в SiGe/Si(001) напряженных структура / А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов // Материалы XX Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника». – Т. 2. – 14-18 марта 2016 г, Нижний Новгород, 2016. – С. 680-681.

A74. Сегрегация донорных примесей в Ge слоях и формирование селективно легированных n-Ge слоев на Si и Ge подложках / Д.В. Юрасов, А.В. Антонов, М.Н. Дроздов, К.Е. Спирин, В.Б. Шмагин, А.В. Новиков // Материалы XX Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника» – Т.2. – 14-18 марта 2016 г, Нижний Новгород, 2016 г. – С. 793-794.

A75. Искусственные подложки на основе релаксированных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ буферных слоев / Н.В.Востоков, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, О.А.Кузнецов, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев // Тезисы докладов VII Российской конференции по физике полупроводников. – 18-23 сентября 2005г. Звенигород, 2015 г. – С. 155.

A76. Фотолюминесценция Ge(Si) самоформирующихся островков, встроенных в напряженный Si слой / Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник,

О.А.Кузнецов, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, А.Н. Яблонский, // Тезисы докладов VII Российской конференции по физике полупроводников. – 18-23 сентября 2005г. Звенигород, 2015 г. – С. 169.

A77. Электролюминесценция и фотопроводимость в диапазоне длин волн 1.3-1.55 мкм в структурах с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися nanoостровками / А.В. Антонов, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский // Тезисы докладов VIII Российской конференции по физике полупроводников. – 30 сентября – 05 октября 2007 г., Екатеринбург, 2007. – С. 244.

A78. Влияние напряженных SiGe слоев на критическую толщину двумерного роста / Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, Д.В.Юрасов // Тезисы IX Российской конференции по физике полупроводников «Полупроводники '09». – 28 сентября – 3 октября 2009 г., Новосибирск – Томск, 2009. – С. 49.

A79. SiGe гетероструктуры с самоформирующимися nanoостровками для элементов кремниевой оптоэлектроники / А.В. Антонов, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, С.В.Оболенский, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский // Тезисы IX Российской конференции по физике полупроводников «Полупроводники '09». – 28 сентября – 3 октября 2009 г., Новосибирск – Томск, 2009 г. – С. 310.

A80. Методика селективного легирования SiGe гетероструктур сегрегирующими примесями / М.Н.Дроздов, А.В. Мурель, А.В. Новиков Д.В. Юрасов // Тезисы X Российской конференции по физике полупроводников – 19-23 сентября 2011 г, Нижний Новгород, 2011. – С. 183.

A81. Сегрегация примесей в напряженных эпитаксиальных SiGe гетероструктурах и их селективной легирование / М.Н. Дроздов, А.В. Антонов. К.Е. Спирин, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов // Тезисы докладов XI

Российской конференции по физике полупроводников. – 16-20 сентября 2013 г., Санкт-Петербург, 2013 г. – С. 171.

A82. Новиков А.В., Формирование и селективное легирование SiGe низкоразмерных структур и их использование для приборных приложений / А.В. Новиков // Тезисы докладов XII Российской конференции по физике полупроводников «Полупроводники-2015». – 21-25 сентября 2015 г., Ершово, 2015. – С. 133.

A83. Новиков А.В., Люминесценция и фотопроводимость в области длин волн 1.3-1.55 мкм в SiGe гетероструктурах с самоформирующимися наноструктурами / А.В. Новиков // Тезисы докладов V Международной конференции и IV школы молодых ученых и специалистов по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на их основе «КРЕМИНИЙ-2008» – 1-4 июля 2008г., Черноголовка, 2008 г. – С. 243-244.

A84. Управление параметрами линии фотолюминесценции гетероструктур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными Si слоями / М.В. Шалеев, А.В. Новиков, Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, О.А. Кузнецов, М.В. Степихова, З.Ф. Красильник // Тезисы докладов VII Международной конференции "Кремний-2010". – 6-9 июля 2010г., Нижний Новгород, 2010 г. – С. 143.

A85. Сегрегация Sb в SiGe гетероструктурах и ее использование для создания селективно-легированных структур / А.В. Антонов, М.Н. Дроздов, А.Д. Кузнецов, А.В. Мурель, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов // Тезисы докладов VII Международной конференции "Кремний-2010". – 6-9 июля 2010г., Нижний Новгород, 2010г. – С. 121.

A86. Переход от двумерного к трехмерному росту в SiGe гетероструктурах, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях / М.В.Шалеев, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, О.А. Кузнецов, Д.Н. Лобанов, J.M. Hartmann, З.Ф. Красильник / Тезисы IX Международной конференции по

актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, наноразмерных структур и приборов на его основе «Кремний-2012». – 9-13 июля 2012г., г. Санкт-Петербург, 2012. – С. 102-103.

A87. Влияние знака деформации на рост SiGe напряженных структур / Д.В. Юрасов, А.В.Новиков, М.В. Шалеев, П.А. Юнин // Тезисы докладов X Конференции по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе «Кремний-2014». – 7-12 июля 2014 г., Иркутск, 2014. – С. 197.

A88. Оптические свойства Ge(Si) nanoостровков, заключенных между напряженными слоями Si, сформированных на подложках sSOI и релаксированных SiGe буферах / Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов // Тезисы докладов X Конференции по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе «Кремний-2014». – 7-12 июля 2014 г., Иркутск, 2014. – С. 57.

A89. Формирование SiGe гетероструктур с высокой долей Ge и их селективное легирование / Д.В. Юрасов, М.Н. Дроздов, А.В.Новиков, М.В. Шалеев, П.А. Юнин // Тезисы докладов X Конференции по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе «Кремний-2014». – 7-12 июля 2014 г., Иркутск, 2014. – С. 55.

A90. Effect of tensile-strained Si layer on photoluminescence of Ge(Si) self-assembled islands grown on relaxed SiGe/Si(001) buffer layer / M.V. Shaleev, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, O.A. Kuznetsov, Yu.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z. F. Krasilnik // Proceedings of 14th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”. – 26-30 June, 2006, St. Petersburg, Russia, 2016. – P.359-360.

A91. SiGe-based nanostructures for LED and PD applications / Z.F. Krasilnik, A.V. Novikov, D.N. Lobanov, Yu.N. Drozdov, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov,

N.D. Zakharov, P.Werner // Proceeding of 18th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”. – 21–26 June, 2010, St Petersburg, Russia, 2010. – P. 170-172.

A92. Intense photoluminescence from Ge(Si) self-assembled islands embedded in a tensile-strained Si layer / A.V. Novikov, M.V. Shaleev, A.N. Yablonskiy, O.A. Kuznetsov, Yu.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z. F. Krasilnik // Conference Digest of the Third International Silicon Germanium Technology and device Meeting (ISTDM 2006). – 15-17 May 2006, Princeton, NJ, USA, 2006. – P. 186-187.

A93. 2D-3D growth mode transition of Ge film in SiGe/Si(001) heterostructures with SiGe strained layers / A.V. Novikov, D.V. Yurasov, Yu.N. Drozdov, M.V. Shaleev // Book of extended abstracts of 1st International Workshop on Si based nano-electronics and –photonics. – 20-23 September, 2009, Vigo, Spain, 2009. – P.89-90.

A94. Very narrow PL peaks from Ge(Si) islands embedded between tensile-strained Si layers / M V Shaleev, A V Novikov, N A Baydakova, A N Yablonskiy, O A Kuznetsov, Yu N Drozdov, D N Lobanov, D V Yurasov, Z F Krasilnik // Abstract book of Conference “Quantum dot 2010”. – 26-30 April 2010, Nottingham, UK, 2010. – P.379.

A95. The epitaxial growth of Ge/Si structures on SiGe/Si(001) strain-relaxed buffers: transition from planar to island growth mode / A.V. Novikov, M.V. Shaleev, D.V. Yurasov, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik, O.A. Kuznetsov, J.-M. Hartmann // Book of Abstracts 17th International Conference on Crystal Growth and Epitaxy. – 12-17 August, 2013, Warszawa, Poland, 2013. – P. 277-278.

A96. Optical Coupling between SiGe Heterostructures in 1.3-1.6 μm Wavelength Range / A.V. Novikov, A.A. Tonkikh, D.V. Yurasov, A.V. Antonov, N.A. Baydakova, K.E. Kudryavtsev, M.V. Shaleev, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik // Abstracts of XII International Conference on Nanostructured Materials (NANO 2014). – 13-18 July 2014, Moscow, Russia, 2014. – P. 941.

A97. Light-emitting SiGe heterostructures with self-assembled islands for optical interconnection in the wavelength range of 1.3-2.1 μm / A.V. Novikov, A.A. Tonkikh, D.V. Yurasov, A.A. Antonov, N.A. Baydakova, K.E. Kudryavtsev, M.V. Shaleev, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik // Abstract of 11th International Conference on Group IV Photonics. – 27-29 August 2014, Paris, France, 2014. – P. 165-166.

Список литературы

1. Gossmann H.-J., Delta doping in silicon / H.-J. Gossmann, E. F. Schubert // *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences* – 1993 – V. 18 – P. 1-67.
2. Алферов Ж.И., История и будущее полупроводниковый гетероструктур / Ж.И. Алферов // *Физика и техника полупроводников* – 1998 – Т. 32 –С. 3-18.
3. Rücker H., High-performance SiGe HBTs for next generation BiCMOS technology / H.Rücker, B. Heinemann // *Semiconductors Science and Technology* – 2018 – V. 33 – P.114003-6.
4. A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions / T.Mimura, S.Hiyamizu, T.Fujii, K.Nanbu // *Japanese Journal of Applied Physics*- 1980 - V. 19 – P. L225-L227.
5. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор / Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И., Бимберг Д. // *Физика и техника полупроводников* – 1998 – Т. 32 –С. 385-410.
6. Quantum cascade laser / J.Faist, F.Capasso, D. L.Sivco, C.Sirtori, Hutchinson A. L., A. Y. Cho // *Science* -1994 – V. 264 – P. 553-556.
7. Болховитянов Ю.Б., Кремний-германиевые эпитаксиальные пленки: физические основы получения напряженных и полностью релаксированных гетероструктур / Ю.Б.Болховитянов, О.П.Пчеляков, С.И. Чикичев // *Успехи физических наук* – 2001 – Т. 171 – С. 689-715.
8. Brunner K., Si/Ge nanostructures / K.Brunner // *Reports on Progress in Physics* – 2002 – V. 65 – P. 27–72.
9. Growth and self-organization of SiGe nanostructures / J.-N.Aqua, I.Berbezier, L.Favre, T.Frisch, A.Ronda // *Physics Reports* – 2013 – V. 522 – P. 59-189.
10. Eaglesham D. J., Dislocation-Free Stranski-Krastanow Growth of Ge on Si(100) / D. J.Eaglesham, M.Cerullo // *Physical Review Letters* – 1990 – V. 64 – P. 1943-1946.

11. Kinetic Pathway in Stranski-Krastanov Growth of Ge on Si(001) / Y.-W.Mo, D.E.Savage, B.S.Swartzentruber, M.G.Lagally // Physical Review Letters – 1990 – V. 65 – P. 1020-1023.
12. Effect of Strain on Surface Morphology in Highly Strained InGaAs Films / C.W.Snyder, B.G.Orr, D.Kessler, L.M. Sander // Physical Review Letters – 1991 – V. 66 – P. 3032-3034.
13. Semiconductor Surface Roughness: Dependence on Sign and Magnitude of Bulk Strain / Y.H. Xie, G.H. Gilmer, C. Roland, P.J. Silverman, S.K. Buratto, J.Y. Cheng, E.A.Fitzgerald, A.R. Kortan, S.Schuppler, M.A.Marcus, P.H. Citrin // Phys. Rev. Lett. – 1994 – V. 73 – P. 3006-3009.
14. Morphology and microstructure of tensile-strained SiGe(001) thin epitaxial films / J. E. van Nostrand, D.G.Cahill, I.Petrov, J.E. Greene / J. Appl. Phys. – 1998 – V. 83 – P. 1096-1102.
15. Quantum Dot Lasers (Series on Semiconductor Science and Technology (11)) / 1st Edition by V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Y. Egorov, N.A. Maleev – Oxford University Press; 1 edition (October 30, 2003). – P.304.
16. Метаморфные лазеры спектрального диапазона 1.3 мкм, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs / А.Е. Жуков и др. // Физика и техника полупроводников – 2003 – Т. 37 – С. 1143-1147.
17. Мощные лазеры на квантовых точках InAs-InGaAs спектрального диапазона 1.5 мкм, выращенные на подложках GaAs / М.В.Максимов и др.// Физика и техника полупроводников – 2004 – Т. 38 – С. 763-766.
18. Self-assembling quantum dots for optoelectronic devices on Si and GaAs / Eberl K., Lipinski M.O., Manz Y.M., Winter W., Jin-Phillipp N.Y., Schmidt O.G. // Physica E - 2001 - V.9 - P. 164–174.
19. Photoluminescence and electroluminescence of SiGe dots fabricated by island growth / R. Apertz, L. Vescan, A. Hartmann, C. Dieker, H. Luth// Applied Physics Letters – 1995. V. 66. – P. 445-447.

20. Size distribution and electroluminescence of self-assembled Ge dots/ L.Vescan, T.Stoica, O.Chretien, M.Goryll, E.Mateeva, and A.Muck// *Journal of Applied Physics* – 2000. - V. 87 – P. 7275-7282.
21. Room temperature electroluminescence from multilayer GeSi heterostructures / A. A. Tonkikh, G. E. Cirlin, V. G. Talalaev, N. D. Zakharov, P. Werner // *Phys. Stat. Sol. (a)* – 2006 – V.203(6) – P. 1390–1394.
22. Brehm M., Site-controlled and advanced epitaxial Ge/Si quantum dots: fabrication, properties, and applications / M. Brehm, M. Grydlik // *Nanotechnology* – 2017 – V.28 –P. 392001-22.
23. S. Fukatsu, Phononless radiative recombination of indirect excitons in a Ge/Si type-II quantum dot/ S.Fukatsu, H.Sunamura, Y.Shiraki, S.Komiyama// *Appl. Phys. Lett.* -1997. - V. 71 – P. 258-260.
24. Самоорганизующиеся nanoостровки Ge в Si, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии/ В.Я.Алешкин, Н.А.Бекин, Н.Г.Калугин, З.Ф.Красильник, А.В.Новиков, В.В.Постников, Х.Сейрингер// *Письма в ЖЭТФ* – 1998 - Т. 67 – С. 46-50.
25. Strain-driven alloying in Ge/Si(001) coherent islands / S.A.Chaparro, J.Drucker, Y.Zhang, D.Chandrasekhar, M.R.McCartney, D.J.Smith // *Phys.Rev. Lett.* – 1999 – V. 83 – P. 1199-1202.
26. The elastic strain and composition of self-assembled GeSi islands on Si (001) / Z.F.Krasil'nik, N.V.Vostokov, S.A.Gusev, I.V.Dolgov, Yu.N.Drozdov, D.N.Lobanov, L.D.Moldavskaya, A.V.Novikov, V.V.Postnikov, D.O.Filatov // *Thin Solid Films* – 2000 – V. 367 – P. 171-175.
27. Midinfrared photoresponse of Ge quantum dots on a strained Si_{0.65}Ge_{0.35} layer / A.I. Yakimov, A.I. Nikiforov, V.A. Timofeev, A.A. Bloshkin, V.V. Kirienko, A.V. Dvurechenskii // *Semiconductor Science and Technology.* – 2011. – V. 26. – P.085018-4.
28. Richardson Ch.J.K., Metamorphic epitaxial materials / Ch.J.K. Richardson, M. L. Lee // *MRS Bulletin* – 2016 – V.46 – P. 193-198.

29. Iga K., Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser: its Conception and Evolution / K.Iga // *Jap. J. of Appl. Phys.* – 2008 – V. 47 - P. 1–10.
30. Sirtori C., GaAs-based quantum cascade lasers / C. Sirtori, H. Page and C. Becker // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* – 2001 – V.359 - P.505–522.
31. Beck M.J. Surface energetics and structure of the Ge wetting layer on Si(100) / M.J. Beck, A. van de Walle, M. Asta // *Physical Review B.* – 2004. – V.70. – P. 205337-7.
32. Evolution of epitaxial semiconductor nanodots and nanowires from supersaturated wetting layers / J. Zhang, M. Brehm, M. Grydlik, G.O. Schmidt // *Chemical Society Reviews.* – 2015. – V.44. – P. 26-39.
33. Matthews J. W. Defects associated with the accommodation of misfit between crystals // *Journal of Vacuum Science & Technology.* – 1975. – V.12. - P. 126-133.
34. Matthews J.W. Defects in epitaxial multilayers. I. Misfit dislocations / J. W. Matthews, A.E. Blakslee // *Journal of Crystal Growth.* – 1974. – V.27. – P. 118-125.
35. People R. Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for Ge_xSi_{1-x}/Si strained layer heterostructures / R. People, J.C. Bean // *Applied Physics Letters.* – 1985. - V.47. – P.322-325.
36. Hartmann J. M., Si, SiGe, and Si_{1-y}C_y on Si: Epitaxy of Group -IV Semiconductors for Nanoelectronics / J. M. Hartmann // in *Materials and Energy: V. 8, Thin Films on Silicon, Electronic and Photonic Applications*, 2016. – P. 552.
37. Hartmann J. M. Critical thickness for plastic relaxation of SiGe on Si(001) revisited / J.M. Hartmann, A. Abbadie, S. Favier // *Journal of Applied Physics.* – 2011. – V.110. - P.083529-8.
38. Schaffler F. High-mobility Si and Ge structures // *Semiconductor Science and Technology.* – 1997. - V.12. - P.1515-1549.
39. Samavedam S.B. Novel dislocation structure and surface morphology effects in relaxed Ge/Si-Ge(graded)/Si structures / S.B. Samavedam, E.A. Fitzgerald // *Journal of Applied Physics.* – 1997. – V.81. - P.3108-3116.

40. Paul D.J., Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits / D.J. Paul // *Semicond. Sci. Technol.* – 2004 – V.19 – P. R75-R108.
41. Large, Tunable Valley Splitting and Single-Spin Relaxation Mechanisms in a Si/Si_xGe_{1-x} Quantum Dot / A. Hollmann, T. Struck, V. Langrock, A. Schmidbauer, F. Schauer, T. Leonhardt., K. Sawano, H. Riemann, N.V. Abrosimov, D. Bougeard, L.R. Schreiber // *Physical Review Applied.* – 2020. – V.13. - P.034068-8.
42. Low-frequency spin qubit energy splitting noise in highly purified ²⁸Si/SiGe / T.Struck, A. Hollmann, F. Schauer, O. Fedorets, A. Schmidbauer, K. Sawano, H. Riemann, N.V. Abrosimov, Ł. Cywiński, D. Bougeard, L. R. Schreiber // *npj Quantum Information* – 2020 – V.6 - Article number: 40.
43. Geiger R. Group IV direct band gap photonics: methods, challenges, and opportunities / R Geiger, T. Zabel, H. Sigg // *Frontiers in Materials.* – 2015. - . 2:52.
44. Perspective: The future of quantum dot photonic integrated circuits / J. C. Norman, D. Jung, Y. Wan, J.E. Bowers // *APL Photonics.* – 2018. - V.3. - P.030901-20.
45. Shiraki Y. Fabrication technology of SiGe hetero-structures and their properties / Y. Shiraki, A. Sakai // *Surface Science Reports.* – 2005. – V.59. - P.153-207.
46. Controlling threading dislocation densities in Ge on Si using graded SiGe layers and chemical-mechanical polishing / M.T. Currie, S.B. Samavedam, T.A. Langdo, C.W. Leitz, E.A. Fitzgerald // *Applied Physics Letters.* – 1998. – V.72. - P.1718.
47. Metal–semiconductor–metal near-infrared light detector based on epitaxial Ge/Si / L. Colace, G. Masini, F. Galluzzi, G. Assanto, G. Capellini, L. Di Gaspare, E. Palange, F. Evangelisti // *Applied Physics Letters.* – 1998. – V.72. - P.3175.
48. High-quality Ge epilayers on Si with low threading-dislocation densities / H. Luan, D.R. Lim, K.K. Lee, K.M. Chen, J.G. Sandland, K. Wada, L.C. Kimerling // *Applied Physics Letters.* – 1999. – V.75. - P.2909.

49. Влияние условий роста и отжига на параметры релаксированных слоев Ge/Si(001), полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии / Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев, А.В. Новиков, Д.А. Павлов, Е.В. Скороходов, М.В. Шалеев, П.А. Юнин // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т.49, №11. - С.1463-1468.
50. Morphology and microstructure of tensile-strained SiGe(001) thin epitaxial films / J.E. Van Nostrand, David G. Cahill, I. Petrov, J.E. Greene // Journal of Applied Physics. – 1998. – V.83. - P.1096-1102.
51. Relaxation processes in strained Si layers on silicon-germanium- on-insulator substrates / N. Hirashita, N. Sugiyama, E. Toyoda, S. Takagi // Applied Physics Letters. – 2005. – V.86. - P.221923-3.
52. Misfit strain relaxation and dislocation formation in supercritical strained silicon on virtual substrates / J. Parsons, E.H.C. Parker, D.R. Leadley, T.J.Grasby, A.D. Capewell // Applied Physics Letters. – 2007. – V.91. - P. 063127-3.
53. Generation of misfit dislocations in semiconductors / P.M.J. Marée, J.C. Barbour, J.F. van der Veen, K.L. Kavanagh, C.W.T. BulleLieuwma, M.P.A Vieggers // Journal of Applied Physics. - 1987. - V.62. - P.4413-4420.
54. Kvam E. P. Surface orientation and stacking fault generation in strained epitaxial growth / E.P. Kvam, R. Hull // Journal of Applied Physics. - 1993. - V.73. - P.7407-7411.
55. Dunstan D.J. Strain and strain relaxation in semiconductors // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 1997. - V.8. - P.337-375.
56. Total energy and stress of metal and semiconductor surface / M.C. Payne, N. Roberts, R.J. Needs, M. Needels, J.D. Joannopoulos // Surface Science. - 1989. - 211/212, - P.1-20.
57. Zandvliet H.J.W. Morphology of monatomic step edges on vicinal Si(001) / H.J.W. Zandvliet, H.B. Elswijk // Physical Review B. - 1993. - V.48. - P.14269-14275.

58. Liu F. Effect of Strain on Structure and Morphology of Ultrathin Ge Films on Si(001) / F. Liu, F. Wu, M.G. Lagally // *Chemical Review*. – 1997. - V.97. - P.1045-1061.
59. Lagally M.G. Atom Motion on Surfaces // *Physics Today*. - 1993. - V.46. - P.24-31.
60. Spontaneous Formation of Stress Domains on Crystal Surfaces / O.L. Alerhand, D. Vanderbilt, R.D. Meade, J.D. Joannopoulos // *Physical Review Letters*. - 1988. - V.61. - P.1973-1976.
61. Butz R. $2 \times n$ surface structure of SiGe layers deposited on Si(100) / R. Butz, S. Kampers // *Applied Physics Letters*. - 1992. - V.61. - P.1307-1309.
62. Critical Ge concentration for $2 \times n$ reconstruction appearing on GeSi covered Si(100) / L.W. Guo, Q. Huang, Y.K. Li, S.L. Ma, C.S. Peng, J.M. Zhou // *Surface Science*. - 1998. - V.406 - P.592-596.
63. Voigtlander B. Evolution of the strain relaxation in a Ge layer on Si (001), by reconstruction and intermixing / B. Voigtlander, M. Kastner // *Physical Review Letters*. - 1999. - V.60. - P.5121-5124.
64. Self limitation in the surface segregation of Ge atoms during Si molecular beam epitaxial growth / S. Fukatsu, K. Fujita, H. Yaguchi, Y. Shiraki, R. Ito // *Applied Physics Letters*. - 1991. - V.59. - P.2103.
65. Nucleation of “hut” pits and clusters during gas-source molecular-beam-epitaxy of Ge/Si(001) in in situ scanning tunneling microscopy / I. Goldfarb, P.T. Hayden, J.H.G. Owen, G.A.D. Briggs // *Physical Review Letters*. – 1997. - V.78. - P.3959-3961.
66. Wu F. Ge-Induced Reversal of Surface Stress Anisotropy on Si(001) / F. Wu, M.G. Lagally // *Physical Review Letters*. - 1995. - V.75. - P.2534-2537.
67. Thermal Roughening of a Thin Film: A New Type of Roughening Transition / J.B. Maxson, D.E. Savage, F. Liu, R.M. Tromp, M.C. Reuter, M.G. Lagally // *Physical Review Letters*. - 2000. - V.85. - P.2152-21255.

68. Nakajima K. Direct Observation of Intermixing at Ge Si(001) Interfaces by High-Resolution Rutherford Backscattering Spectroscopy / K. Nakajima, A. Konishi, K. Kimura // *Physical Review Letters*. -1999. - V.83. - P.1802-1805.
69. Liu F. Interplay of Stress, Structure, and Stoichiometry in Ge-Covered Si(001) / F. Liu, M.G. Lagally // *Physical Review Letters*. -1996. - V.76. - P.3156-3159.
70. Floro J. A. Measuring Ge segregation by realtime stress monitoring during $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ molecular beam epitaxy / J.A. Floro, E. Chason // *Applied Physics Letters*. - 1996. - V.69. - P.3830-3832.
71. SiGe Coherent Islanding and Stress Relaxation in the High Mobility Regime / J.A. Floro, E. Chason, R.D. Twisten, R.Q. Hwang, L.B. Freund // *Physical Review Letters*. -1997. – V.79. - P.3946-3949.
72. Diffusion of Ge below the Si(100) Surface: Theory and Experiment / B.P. Uberuaga, M. Leskovaar, A.P. Smith, H. Jónsson, M. Olmstead // *Physical Review Letters*. – 2000. – V.84. - P.2441-2444.
73. Strain-induced island scaling during $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ heteroepitaxy / W. Dorsch, H.P. Strunk, H. Wawra, G. Wagner, J. Groenen, R. Carles // *Applied Physics Letters*. – 1998. – V.72. - P.179.
74. Photoluminescence investigation on growth mode changeover of Ge on Si(001) / H. Sunamura, S. Fukatsu, N. Usami, Y. Shiraki // *Journal of Crystal Growth*. – 1995. – V.157. - P.265-269.
75. Initial stage growth of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ layers and Ge quantum dot formation on $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ surface by MBE/ A.I. Nikiforov, V. A. Timofeev, S.A. Teys, A.K. Gutakovsky and O.P. Pchelyakov // *Nanoscale Research Letters* – 2012 - 7:561.
76. Key role of the wetting layer in revealing the hidden path of Ge/Si(001) Stranski-Krastanow growth onset / M. Brehm, F. Montalenti, M. Grydlik, G. Vastola, H. Lichtenberger, N. Hrauda, M.J. Beck, Th. Fromherz, F. Schäffler, L. Miglio, G. Bauer // *Physical Review B*. – 2009. – V.80. - P.205321-9.

77. Deposition of three-dimensional Ge islands on Si(001) by chemical vapor deposition at atmospheric and reduced pressures / T.I. Kamins, E.C. Carr, R.S. Williams, S.J. Rosner // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – V.81. - P.211-219.
78. Schmidt O.G. Photoluminescence Study of the 2D-3D Growth Mode Changeover for Different Ge/Si Island Phases / O.G. Schmidt, C. Lange, K. Eberl // *Physica Status Solidi (b)*. – 1999. – V.215. – P.319-324.
79. Self-Limiting Growth of Strained Faceted Islands / D.E. Jesson, G. Chen, K.M. Chen, S.J. Pennycook // *Physical Review Letters*. – 1998. – V.80. - P.5156-5159.
80. Никифоров, А.И., Формирование наногетероструктур с квантовыми точками на основе германия в кремнии методом МЛЭ: дис. д-ра. физ.-мат. наук: 01.04.07 / Никифоров Александр Иванович. – Новосибирск, 2016. –252 с.
81. A.I. Yakimov, Coulomb staircase in Si/Ge structure. / A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii, O.P. Pchelyakov // *Phil. Mag.* - 1992 - V.B 65 - P.701705.
82. A V Dvurechenskii A.V., Electronic structure of Ge/Si quantum dots / A.V. Dvurechenskii, A.V. Nenashev, A .I. Yakimov // *Nanotechnology* – 2002 - V.13 – P. 75–80.
83. Universal shapes of self-organized semiconductor quantum dots: Striking similarities between InAs/GaAs (001) and Ge/Si (001) / G. Costantini, A. Rastelli, C. Manzano, R. Songmuang, O.G. Schmidt, K. Kern, H. von Känel // *Applied Physics Letters*. – 2004. – V.85. - P.5673-5675.
84. Ultra-steep side facets in multi-faceted SiGe/Si(001) Stranski-Krastanow islands / M. Brehm, H. Lichtenberger, Th. Fromherz, G. Springholz // *Nanoscale Research Letters*. – 2011. - 6:70
85. Ross F.M. Coarsening of Self-Assembled Ge Quantum Dots on Si(001) / F.M. Ross, J. Tersoff, R.M. Tromp // *Physical Review Letters*. – 1998. – V.80. - P.984-987.

86. Transition from “dome” to “pyramid” shape of self-assembled GeSi islands / N.V. Vostokov, I.V. Dolgov, Yu.N. Drozdov, Z.F. Krasil'nik, D.N. Lobanov, L.D. Moldavskaya, A.V. Novikov, V.V. Postnikov, D.O. Filatov // *Journal of Crystal Growth*. – 2000. – V.209. - P.302-305.
87. Growth and characterization of self-assembled Ge-rich islands on Si / G. Abstreiter, P. Schittenhelm, C. Engel, E. Silveira, A. Zrenner, D. Meertens, W. Jager // *Semiconductor Science and Technology*. – 1996. – V.11. - P.1521-1528.
88. Chaparro S.A. Strain relief via trench formation in Ge/Si(001) islands / S.A. Chaparro, Y. Zhang, J. Drucker // *Applied Physics Letters*. – 2000. – V.76. - P.3534-3536.
89. Strain-driven alloying: effect on sizes, shape and photoluminescence of GeSi/Si(001) self-assembled islands / A.V. Novikov, B.A. Andreev, N.V. Vostokov, Yu.N. Drozdov, Z.F. Krasil'nik, D.N. Lobanov, L.D. Moldavskaya, A.N. Yablonskiy, M. Miura, N. Usami, Y. Shiraki, M.Ya. Valakh, N. Mesters, J. Pascual // *Materials Science and Engineering B*. – 2002. – V.89. - P.62-65.
90. Sutter E. Extended shape evolution of low mismatch Si_{1-x}Gex alloy islands on Si(100) / E. Sutter, P. Sutter, J.E. Bernard // *Applied Physics Letters*. – 2004. – V.84. - P.2262.
91. Cyclic growth of strain-relaxed islands / F.K. LeGoues, M.C. Reuter, J. Tersoff, M. Hammar, R.M. Tromp // *Physical Review Letters*. – 1994. – V.73. - P.300-303.
92. Dubrovskii V.G. Kinetics of the initial stage of coherent island formation in heteroepitaxial systems / V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, V.M. Ustinov // *Physical Review B*. – 2003. – V.68. - P.075409-9.
93. Müller P. The physical origin of the two-dimensional towards three-dimensional coherent epitaxial Stranski-Krastanov transition / P. Müller, R. Kern // *Applied Surface Science*. – 1996. – V.102. - P.6-11.
94. Tersoff J. Competing relaxation mechanisms in strained layers / J. Tersoff, F.K. LeGoues // *Physical Review Letters*. – 1994. – V.72. - P.3570-3573.

95. Daruka I. Shape Transition in Growth of Strained Islands / I. Daruka, J. Tersoff, A.-L. Barabási // *Physical Review Letters*. – 1999. – V.82. - P.2753.
96. Tersoff J. Stress-induced layer-by-layer growth of Ge on Si(100) // *Physical Review B*. – 1991. – V.43. - P.9377-9380.
97. Roland Ch. Growth of germanium films on Si(001) substrates / Ch. Roland, G.H. Gilmer // *Physical Review B*. – 1993. – V.47. - P.16286-16298.
98. Li X.L. Theoretical determination of contact angle in quantum dot self-assembly / X.L. Li, G.W. Yang // *Applied Physics Letters*. – 2008. – V.92. - P.171902.
99. Origin of the Stability of Ge(105) on Si: A New Structure Model and Surface Strain Relaxation / Y. Fujikawa, K. Akiyama, T. Nagao, T. Sakurai, M.G. Lagally, T. Hashimoto, Y. Morikawa, K. Terakura // *Physical Review Letters*. – 2002. – V.88. - P.176101.
100. Critical Role of the Surface Reconstruction in the Thermodynamic Stability of (105) Ge Pyramids on Si(001) / P. Raiteri, D.B. Migas, L. Miglio, A. Rastelli, H. von Känel // *Physical Review Letters*. – 2002. – V.88. - P.256103.
101. Global faceting, behavior of strained Ge islands on Si / J.T. Robinson, A. Rastelli, O. Schmidt, O.D. Dubon // *Nanotechnology*. – 2009. – V.20. – P.085708-6.
102. Correlated-interfacial-roughness anisotropy in SiGe /Si superlattices / Y.H. Phang, C. Teichert, M.G. Lagally, L.J. Peticolos, J.C. Bean, E. Kasper // *Physical Review B*. – 1994. – V.50. - P.14435.
103. Asarro R.J., Interface morphology development during stress corrosion cracking: Part I. Via surface diffusion / R.J. Asarro, W.A. Tiller // *Metall. Trans.* – 1972 – V.3. P. 1789 – 1796.
104. Grinfeld M.A., The stress driven "rearrangement" instability in crystalline films / M.A. Grinfeld // *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* – 1993 – V.4. – P. 76-81.
105. Si_{1-x}Ge_x growth instabilities on vicinal Si(001) substrates: Kinetic vs. strain-induced effects / C. Schelling, M. Muhlberger, G. Springholz, F. Schaffler // *Physical Review B*. – 2001. – V.64. - P.041301-4.

106. On the microscopic origin of the kinetic step bunching instability on vicinal Si(001) / J. Myslivecek, C. Schelling, F. Schaffler, G. Springholz, P. Smilauer, J. Krug, B. Voigtlander // *Surface Science*. – 2002. – V.520. - P.193-206.
107. Critical nuclei shapes in the stress-driven 2D-to-3D transition / K.M. Chen, D.E. Jesson, S.J. Pennycook, T. Thundat, R.J. Warmack // *Physical Review B*. – 1997. – V.56. – P.1700.
108. Sutter P. Nucleationless Three-Dimensional Island Formation in Low-Misfit Heteroepitaxy / P. Sutter, M.G. Lagally // *Physical Review Letters*. – 2000. – V.84. - P.4637.
109. Tromp R.M. Instability-driven SiGe islands growth / R.M. Tromp, F.M. Ross, M.C. Reuter // *Physical Review Letters*. – 2000. – V.84. - P.4641.
110. Nucleation and evolution of Si-xGex islands on Si(001) / F. Volpi, A. Portavoce, A. Ronda, Y. Shi, J.M.Gay, I. Berbezier // *Thin Solid Films*. – 2000. – V.380. - P.46-50.
111. Jernigan G.G. Scanning tunneling microscopy of SiGe alloy surfaces grown on Si(100) by molecular beam epitaxy / G.G. Jernigan, P.E. Thompson // *Surface Science*. – 2002. – V.516. - P.207-215.
112. Barrierless Formation and Faceting of SiGe Islands on Si(001) / J. Tersoff, B.J. Spencer, A. Rastelli, H. von Kanel // *Physical Review Letters*. – 2002. – V.89. - P.196104.
113. Rastelli A. Island formation and faceting in the SiGe/Si(001) system / A. Rastelli, H. von Kanel // *Surface Science*. – 2003. – V.532-535. - P.769-773.
114. Prepyramid-to-pyramid transition of SiGe islands on Si(001) / A. Rastelli, H. von Kanel, B.J. Spencer, J. Tersoff // *Physical Review B*. – 2003. – V.68. - P.115301-6.
115. Equilibrium Shape of Si / D.J. Eaglesham, A.E. White, L.C. Feldman, N. Moriya, D.C. Jacobson // *Physical Review Letters*. – 1993. – V.70. - P.1643.
116. Stekolnikov A. A. Shape of free and constrained group-IV crystallites: Influence of surface energies / A.A. Stekolnikov, F. Bechstedt // *Physical Review B*. – 2005. – P.125326-9.

117. Pathway for the Strain-Driven Two-Dimensional to Three-Dimensional Transition during Growth of Ge on Si(001) / A. Vailionis, B. Cho, G. Glass, P. Desjardins, D.G. Cahill, J.E. Greene // *Physical Review Letters*. – 2000. – V.85. - P.3672.
118. G. Ramalingam G., Three-dimensional nanostructures on Ge/Si(100) wetting layers: Hillocks and pre-quantum dots / G. Ramalingam, J.A.Floro, P. Reinke // *J. Appl. Phys.* – 2016 – V. 119. – P. 205305-7.
119. Suttera P. Barrierless self-assembly of Ge quantum dots on Si (001) substrates with high local vicinality / P. Suttera, E. Sutter, L. Vescan // *Applied Physics Letters*. – 2005. – V.87. - P.161916.
120. Muller P. Asymptotic behaviour of stress establishment in thin films / P. Muller, O. Thomas // *Surface Science*. – 2000. – V.465. - P.764-770.
121. Nature of the Stranski-Krastanow transition during epitaxy of InGaAs on GaAs / T. Walther, A.G. Cullis, D.J. Norris, M. Hopkinson // *Physical Review Letters*. – 2001. – V.86. - P.2381.
122. Stranski-Krastanow transition and epitaxial island growth / A.G. Cullis, D.J. Norris, T. Walther, M.A. Migliorato, M. Hopkinson // *Physical Review B*. – 2002. – V.66. - P.081305.
123. Tu Y. Origin of Apparent Critical Thickness for Island Formation in Heteroepitaxy / Y. Tu, J. Tersoff // *Physical Review Letters*. – 2004. – V. 93. - P.216104-216107.
124. Spencer B. J. Morphological instability theory for strained alloy film growth: The effect of compositional stresses and species-dependent surface mobilities on ripple formation during epitaxial film deposition / B. J. Spencer, P.W.Voorhees, J. Tersoff // *Physical Review B*. – 2001. – V.64. – P.253318-31.
125. Lozovoy K.A. Critical thickness of 2D to 3D transition in $GexSi_{1-x}/Si(001)$ system / K.A. Lozovoy, A.P. Kokhanenko, A.V. Voitsekhovskii // *Applied Physics Letters*. – 2016. – V.109. – P.021604-4.

126. Morphological and Compositional Evolution of the Ge/Si(001) Surface During Exposure to a Si Flux / A. Rastelli, H. von Kanel, G. Albin, P. Raiteri, D.B. Migas, L. Miglio // *Physical Review Letters*. – 2003. – V.90. – P.216104-4.
127. Evolution of the Ge/Si(001) wetting layer during Si overgrowth and crossover between thermodynamic and kinetic behavior / D.B. Migas, P. Raiteri, L. Miglio, A. Rastelli, H. von Känel // *Physical Review B*. – 2004. – V.69. – P.235318-10.
128. Mechanism of organization of three-dimensional islands in SiGe/Si multilayers / E. Mateeva, P. Sutter, J.C. Bean, M.G. Lagally // *Applied Physics Letters*. – 1997. – V.71. – P.3233.
129. Rastelli A. Shape preservation of Ge/Si(001) islands during Si capping / A. Rastelli, E. Müller, H. von Känel // *Applied Physics Letters*. – 2002. – V.80. – P.1438.
130. Germanium “quantum dots” embedded in silicon: Quantitative study of self-alignment and coarsening / O. Kienzle, F. Ernst, M. Ruhle, O.G. Schmidt, K. Eberl // *Applied Physics Letters*. – 1999. – V.74. – P.269.
131. Sutter P. Embedding of Nanoscale 3D SiGe Islands in a Si Matrix / P. Sutter, M.G. Lagally // *Physical Review Letters*. – 1998. – V.81. – P.3471.
132. Vertically Self-organized InAs quantum box islands on GaAs(100) / Q. Xie, A. Madhukar, P. Chen, N.P. Kobayashi // *Physical Review Letters*. – 1995. – V.75. – P.2542.
133. Tersoff J. Self-Organization in Growth of Quantum Dot Superlattices / J. Tersoff, C. Teichert, M.G. Lagally // *Physical Review Letters*. – 1996. – V.76. – P.1675.
134. Self-organized replication islands size and shape in multilayer heteroepitaxial films / F. Liu, S.E. Davenport, H.M. Evans, M.G. Lagally // *Physical Review Letters*. – 1999. – V.82. – P.2528.
135. Schmidt O.G. Multiple layers of self-assembled Ge/Si islands: Photoluminescence, strain fields, material interdiffusion, and island formation / O.G. Schmidt, K. Eberl // *Physical Review B*. – 2000. – V.61. – P.13721.

136. Vertically self-organized Ge/Si(001) quantum dots in multilayer structures / V.L. Thanh, V. Yam, P. Boucaud, F. Fortuna, C. Ulysse, D. Bouchier, L. Vervoort, J.-M. Lourtioz // *Physical Review B*. – 1999. – V.60. – P.5851-5857.
137. Kiravittaya S., Advanced quantum dot configurations / S. Kiravittaya S. A. Rastelli, O. G Schmidt // *Report on Progress in Physics* – 2009 – V. 72. – P. 1-34.
138. Ratto F., Order and disorder in the heteroepitaxy of semiconductor nanostructures / F. Ratto, F. Rosei // *Material Science and Engineering R* - 2010 – V. 70 – P. 243-264.
139. M. Grydlik M., Recipes for the fabrication of strictly ordered Ge islands on pit-patterned Si(001) substrates / M. Grydlik, G. Langer, Th. Fromherz, F. Schaffler M. Brehm // *Nanotechnology* – 2013 – V. 24. P. 105601-14.
140. Stranski-Krastanow growth of tensile strained Si islands on Ge (001) / D. Pachinger, H. Groiss, H. Lichtenberger, J. Stangl, G. Hesser, F. Schäffler // *Applied Physics Letters*. – 2007. – V.91. – P.233106.
141. Surfactant-mediated Si quantum dot formation on Ge (001) / D. Pachinger, H. Groiss, M. Teuchtmann, G. Hesser, F. Schäffler // *Applied Physics Letters*. – 2011. – V.98. – P.223104.
142. Interplay of dislocation network and island arrangement in SiGe films grown on Si (001) / C. Teichert, C. Hofer, K. Lyutovich, M. Bauer, E. Kasper // *Thin Solid Films*. – 2000. – V.380. - P.25-28.
143. Photoluminescence characteristics of InAs self-assembled quantum dots in quantum well / L. Kong, Z. Wu, Z.C. Feng, I.T. Ferguson // *Journal of Applied Physics*. – 2007. – V.101. – P.126101-3.
144. Оптические и структурные свойства массивов квантовых точек InAs осажденных в матрицу InGaAs на подложке GaAs / Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, С.А. Блохин, Ю.Г. Мусихин, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Д. Захаров, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, P. Werner, F. Guffart, D. Vimberg // *ФТП* – 2004. – Т.38, №7. – С.867-871.

145. Goldfarb I., Comparative STM and RHEED studies of Ge/Si(001) and Si/Ge/Si(001) surfaces // I. Goldfarb, G.A.D. Briggs // *Surface Science* – 1999- V. 433-435 – P. 449-454.
146. Ishizara A. Low temperature surface cleaning of silicon and its application to silicon MBE/ A. Ishizara, Y. Shiraki // *Electrochemical science and technology*. – 1986. – V.133. – P.666-671.
147. An efficient method for cleaning Ge(001) surface / K. Prabhakarana, T. Ogina, R. Hull, J.C. Bean, L.J. Peticolas // *Surface science*. – 1994. – V.316. – P.1031-1033.
148. Preparation of the Ge(001) surface towards fabrication of atomic-scale germanium devices / WM Klesse, G Scappucci, G Capellini, M Y Simmons // *Nanotechnology*. – 2011. – V.22. – P.145604-7.
149. SiGe virtual substrates growth up to 50% Ge concentration for Si/Ge dual channel epitaxy / Y. Bogumilowicz, J.M. Hartmann, N. Cherkashin, A. Claverie, G. Rolland, T. Billon // *Materials Science and Engineering B* -2005 – V.124–125 – P. 113–117.
150. In-plane strain fluctuation in strained-Si/SiGe heterostructures / K. Sawano, S. Koh, Y. Shiraki, N. Usami, K. Nakagawa // *Appl. Phys. Lett.* - 2003. – V.83. – P.4339-4341.
151. Enhanced Step Waviness on SiGe(001)-(2 x 1) Surfaces under Tensile Strain / D. E. Jones, J. P. Pelz, Y.H. Xie, P. J. Silverman, G. H. Gilmer // *Physical Review Letters*. – 1995 – V.75 – P.1570-1573.
152. Genetic-Algorithm Discovery of a Direct-Gap and Optically Allowed Superstructure from Indirect-Gap Si and Ge Semiconductors/ M. d’Avezac, J.-W. Luo, Th. Chanier, A. Zunger // *Physical Review Letters*. – 2012. – V.108. – P.027401.
153. Resonant tunneling diodes made up of stacked self-assembled Ge/Si Islands/ O.G. Schmidt, U. Denker, K. Eberl, O. Kienzle, F. Ernst, R. J. Haug // *Applied Physics Letters*. – 2000. – V.77. – P.4341.

154. Atomic-force-microscopy investigation of the formation and evolution of Ge islands on $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ strained layers / C.J. Huang, D.Z. Li, Z.Yu, B. W. Cheng, J.Z. Yu, Q.M. Wang // *Applied Physics Letters*. – 2000. – V.77. – P.391-393.
155. Н. Jorke Surface segregation of Sb on Si(100) during molecular beam epitaxy growth // *Surface Science*. – 1988. – V.193. – P.569-578.
156. Юрасов Д.В. Критическая толщина перехода по Странскому-Крастанову с учетом эффекта сегрегации / Д. В. Юрасов, Ю. Н. Дроздов // *Физика и техника полупроводников*. – 2008. – Т.42, №5. – С. 579–585.
157. Kinetic model of coherent island formation in the case of self-limiting growth / A.V. Osipov, S.A. Kukushkin, F. Scmitt, P. Hess // *Phys. Rev. B* -2001 – V.64 – P. 205421-6.
158. Ge and $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ islands formation on $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ solid solution surface / A.I. Nikiforov, V.A. Timofeev, S.A. Teys, A.K. Gutakovsky, O.P. Pchelyakov // *Thin Solid Films*. – 2012. – V.520. – P.3319–3321.
159. Thermodynamic theory of two-dimensional to three-dimensional growth transition in quantum dots self-assembly / X. Li, Y. Cao, G. Yang // *Physical Chemistry Chemical Physics*. – 2010. – V.12 – P.4768-4772.
160. Формирование наногетероструктур Ge/Si и Ge/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ /Si методом молекулярно-лучевой эпитаксии. / А.И. Никифоров, В.А. Тимофеев, С.А. Тийс, О.П. Пчеляков // *АВТОМЕТРИЯ*. – 2014. – Т.3. - С.5-12.
161. Seravalli L. 2D–3D growth transition in metamorphic InAs/InGaAs quantum dots / L. Seravalli, G. Trevisi, P. Frigeri // *CrystEngComm*. – 2012 – V.14. – P.1155-1160.
162. Island formation during growth of Ge on Si(100): A study using photoluminescence spectroscopy / H. Sunamura, N. Usami, Y. Shiraki, S. Fukatsu // *Applied Physics Letters*. – 1995. – V.66. – P.3024-3026.
163. Sunamura H. Growth mode transition and photoluminescence properties of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ quantum well structures with high Ge composition / H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Fukatsua // *Applied Physics Letters*. – 1995. – V.66. – P.953-955.

164. Photoluminescence study of the crossover from twodimensional to threedimensional growth for Ge on Si(100) / P. Schittenhelm, M. Gail, J. Brunner, J. F. Nützel, G. Abstreiter // *Applied Physics Letters*. - 1995. – V.67 – P.1292-1294.
165. Schmidt O.G. Photoluminescence study of the initial stages of island formation for Ge pyramids/domes and hut clusters on Si(001) / O.G. Schmidt, C. Lange, K. Eberl // *Applied Physics Letters*. - 1999. – V.75 – P.1905-1907.
166. Type-II band alignment in Si/Si_{1-x}Ge_x quantum wells from photoluminescence line shifts due to optically induced band-bending effects: Experiment and theory/ T. Baier, U. Mantz, K. Thonke, R. Sauer, F. Schäffler, H.-J. Herzog // *Physical Review B*. – 1994. - V. 50. – P. 15191.
167. Effect of overgrowth temperature on the photoluminescence of Ge/Si islands/ O.G.Schmidt, U.Denker, K.Eberl, O.Kienzle, F.Ernst// *Applied Physics Letters*. – 2000. - V.77 – P.2509-2511.
168. High-resolution x-ray diffraction from multilayered self-assembled Ge dots / A.A. Darhuber, P. Schittenhelm, V. Holy', J. Stangl, G. Bauer, G. Abstreiter // *Physical Review B*. – 1997. – V.55. – P.15652-12.
169. Modified Stranski-Krastanov growth in stacked layers of self-assembled islands / O.G. Schmidt, O. Kienzie, Y.Hao, K. Eberl, F. Ernst // *Applied Physics Letters*. - 1999. - V.74 – P.269-271.
170. Schmidt O.G. Strain and band-edge alignment in single and multiple layers of self-assembled Ge/Si and GeSi/Si islands/ O.G.Schmidt, K.Eberl, Y.Rau // *Physical Review B*. – 2000. - V.62. – P.16715-16720.
171. Composition of self-assembled Ge/Si islands in single and multiple layers / O. G. Schmidt, U. Denker, S. Christiansen, F. Ernst // *Applied Physics Letters*. - 2002. - V.81 – P.2614-2616.
172. Capellini G. SiGe intermixing in Ge/Si(100) islands / G. Capellini, M.De Seta, F. Evangelisti // *Applied Physics Letters*. - 2001. - V.78 – P.303-305.
173. Phonons in Ge/Si Quantum Dot Structures: influence of growth temperature / A.G.Milekhin, A.I.Nikiforov, M.Yu.Ladanov, O.P. Pchelyakov, D.N.Lobanov,

- A.V.Novikov, Z.F.Krasil'nik, S.Schulze, D.R.T.Zahn // *Physica E.* – 2004. – V.21/2-4 – P.464-468.
174. Efficient silicon light-emitting diodes / M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal // *Nature.* – 2001. – V.412. – P.805-808.
175. Two-dimensional photonic crystals with Ge/Si self-assembled islands / S. David, M. El kurdi, P. Boucaud, A. Chelnokov, V. Le Thanh, D. Bouchier, J.-M. Lourtioz // *Applied Physics Letters.* - 2003. - V.83 – P.2509-2511.
176. Resonant photoluminescence from Ge self-assembled dots in optical microcavities / J.S. Xia, R.Tominaga, N.Usami, S.Iwamoto, Y.Ikegami, K.Nemoto, Y.Arakawa, Y.Shiraki // *Journal of Crystal Growth.* – 2009. – V.311. – P.883–887.
177. Electroluminescence from Micro-cavities of Photonic Crystals, Micro-disks and -rings Including Ge Dots Formed on SOI Substrates / Y. Shiraki, X. Xu, J. Xia, T. Tsuboi, T. Maruizumi // *ECS Transactions.* – 2012. – V.45, №5. – P.235-246.
178. Lasing from Glassy Ge Quantum Dots in Crystalline Si / M. Grydlik, F. Hackl, H. Groiss, M. Glaser, A. Halilovic, Th. Fromherz, W. Jantsch, F. Schäffler, M. Brehm // *ACS Photonics.* – 2016. – V.3. – P.298-303.
179. Quality factor of Si-based photonic crystal L3 nanocavities probed with an internal source / M. El Kurdi, X. Checoury, S. David, T. P. Ngo, N. Zerounian, P. Boucaud, O. Kermarrec, Y. Campidelli, D. Bensahel // *Optical Express.* – 2008. – V.16, №12. – P.8780-8791.
180. Correlation between emission intensity of self-assembled germanium islands and quality factor of silicon photonic crystal nanocavities / N. Hauke, S. Lichtmannecker, T. Zabel, F. P. Laussy, A. Laucht, M. Kaniber, D. Bougeard, G. Abstreiter, J. J. Finley, Y. Arakawa // *Physical Review B.* – 2011. – V.84. – P.085320-8.
181. Novel technique for monitoring of MOVPE processes / P.V.Volkov, A.V.Goryunov, V.M.Daniltsev, A.Yu.Luk'yanov, D.A.Pryakhin, A.D.Tertyshnik,

O.I. Khrykin, V.I. Shashkin // *Journal of Crystal Growth*. – 2008. – V.310. – P.4724–4726.

182. Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride / J. Kischkat, S. Peters, B. Gruska, M. Semtsiv, M. Chashnikova, M. Klinkmüller, O. Fedosenko, S. Machulik, A. Aleksandrova, G. Monastyrskiy, Y. Flores, W.T. Masselink // *Applied Optics*. – 2012. – V.51 – P.6789-6798.

183. Fujita M., Light emission from silicon in photonic crystal nanocavity / M. Fujita, Y. Tanaka, S. Noda // *IEEE J. of Select. Top. in Quant. Electr.* – 2008 – V.14. – P. 1090-1097.

184. Analytical Perspective for Bound States in the Continuum in Photonic Crystal Slabs / Y. Yang, Ch. Peng, Y. Liang, Zh. Li, S. Noda // *Phys. Rev. Lett.* – 2014 – V. 113. – P. 037401-5.

185. Optical recombination from excited states in Ge/Si self-assembled quantum dots/ P. Boucaud, S. Sauvage, M. Elkurdi, E. Mercier, T. Brunhes, V. Le Thanh, D. Bouchier, O. Kermarrec, Y. Campidelli, D. Bensahel // *Physical Review B*. – 2001. – V.64 – P.155310.

186. Room-temperature electroluminescence at 1.3 and 1.5 μm from Ge/Si self-assembled quantum dots / W.-H. Chang, A.T. Chou, W.Y. Chen, H.S. Chang, T.M. Hsua, Z. Pei, P.S. Chen, S.W. Lee, L.S. Lai, S.C. Lu, M.-J. Tsai // *Applied Physics Letters*. – 2003. – V.83. – P.2958.

187. О возможностях подавления формирования dome-кластеров при молекулярно-пучковой эпитаксии Ge на Si (100) / Тонких А.А., Цырлин Г.Э., Дубровский В.Г., Устинов В.М., Werner P. // *ФТП* – 2004 – Т. 38. – С. 1239-1244.

188. Sb mediated formation of Ge/Si quantum dots: Growth and properties / A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, A.V. Novikov, K.E. Kudryavtsev, V.G. Talalaev, B. Fuhrmann, H.S. Leipner, P. Werner // *Thin Solid Films* – 2012 – V. 520. – P. 3322–3325.

189. Tonkikh A.A., Surfactant-mediated Stranski–Krastanov islands / A.A. Tonkikh, P. Werner // *Phys. Status Solidi B* – 2013 - V. 250. – P. 1795–1798.
190. Волноводные Ge/Si-фотодиоды со встроенными слоями квантовых точек Ge для волоконно-оптических линий связи / Якимов А.И., Двуреченский А.В., Кириенко В.В., Степина Н.П., Никифоров А.И., Ульянов В.В., Чайковский С.В., Володин В.А., Ефремов М.Д., Сексенбаев М.С., Шамирзаев Т.С., Журавлев К.С. // *ФТП* – 2004 – Т.38. – С. 1265-1269.
191. Wang J. Ge Photodetectors for Si-based optoelectronic integration / J. Wang, S.Lee // *Sensors*. – 2011. – V.11. – P.696-718.
192. High-quality Ge epilayers on Si with low threading-dislocation densities / Hsin-C. Luan, D.R. Lim, K.K. Lee, K.M. Chen, J.G. Sandland, K. Wada, L.C. Kimerling // *Applied Physics Letters*. – 1999. – V.75. – P.2909.
193. Enhancement of radiative recombination in Si-based quantum wells with neighboring confinement structure / N. Usami, F. Issiki, D. K. Nayak, Y. Shiraki, S. Fukatsu // *Applied Physics Letters*. – 1995. – V.67. – P.524–526.
194. Usami N. Role of heterointerface on enhancement of no-phonon luminescence in Si-based neighboring confinement structure / N. Usami, Y. Shiraki // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – V.68. – P.2340-2342.
195. Interplay of dislocation network and island arrangement in SiGe films grown on Si (001) / C. Teichert, C. Hofer, K. Lyutovich, M. Bauer, E. Kasper // *Thin Solid Films*. – 2000. - V.380. – P.25-28.
196. Optical properties of strain-balanced SiGe planar microcavities with Ge dots on Si substrates / K. Kawaguchi, M. Morooka, K. Konishi, S. Koh, Y. Shiraki // *Applied Physics Letters*. – 2002. – V.81. – P.817–819.
197. Germanium islands embedded in strained silicon quantum wells grown on patterned substrates / A. Beyer, E. Müller, H. Sigg, S. Stutz, C. David, K. Ensslin, D. Grützmacher // *Microelectronics Journal*. – 2002. – V.33. – P.525–529.
198. Lasing in strained germanium microbridges / F.T.A. Pilon, A. Lyasota, Y.-M. Niquet, V. Reboud, V. Calvo, N. Pauc, J. Widiez, C. Bonzon, J.M. Hartmann, A. Chelnokov, J. Faist, H. Sigg // *Nature Communications* – 2019 - 10:2724.

199. Soref R. Mid-infrared photonics in silicon and germanium // *Nature Photonics*. – 2010. – V.4. – P.495.
200. Feature issue introduction: mid-IR photonic materials / J. Hu, J. Meyer, K. Richardson, L. Shah // *Optical Materials Express*. – 2013. – V.3. – P.1205.
201. Optical detection and modulation at $2\mu\text{m}$ - $2.5\mu\text{m}$ in silicon / D.J. Thomson, L. Shen, J.J. Ackert, E. Huante-Ceron, A.P. Knights, M. Nedeljkovic, A.C. Peacock, G.Z. Mashanovich // *Optics Express*. – 2014. – V.22. – P.10825.
202. Structural and optical properties of three-dimensional $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ nanostructures/ D.J. Lockwood, J.-M. Baribeau, B.V. Kamenev, E.-K. Lee and L. Tsybeskov // *Semiconductors Science and Technology*. – 2008. - V.23. – P.064003.
203. Vertically self-organized Ge/Si(001) quantum dots in multilayer structures/ V.L. Thanh, V. Yam, P. Boucaud, F. Fortuna, C. Ulysse, D. Bouchier, L. Vervoort, J.-M. Lourtioz // *Physical Review B*. – 1999. - V.60. – P.5851.
204. Dargys A., Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP / A. Dargys, J. Kundrotas – Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers, 1994. – 264 c.
205. Photoluminescence studies of SiGe quantum dot arrays prepared by templated self-assembly / C. Dais, G. Mussler, H. Sigg, T. Fromherz, V. Auzelyte, H. H. Solak, D. Grutzmacher // *Europhysical Letters*. – 2008. – V.84. – P.67017-5.
206. Optical properties of individual site-controlled Ge quantum dots / M. Grydlik, M. Brehm, T. Tayagaki, G. Langer, O.G. Schmidt, F. Schäffler // *Applied Physics Letters*. – 2015. – V.106. – P.251904-5.
207. Lee H. Temperature and excitation dependence of photoluminescence line shape in InAs/GaAs quantum-dot structures / H. Lee, W. Yang, P. C. Sercel // *Physical Review B*. – 1997. – V.55. – P.9757.
208. Carrier transfer and photoluminescence quenching in InAs/GaAs multilayer quantum dots / S. Sanguinetti, M. Padovani, M. Gurioli, E. Grilli, M. Guzzi // *Applied Physic Letters*. – 2000. – V.77. – P.1307.

209. Engineering strained silicon on insulator wafers with the Smart Cut™ technology / B.Ghyselena, J.-M. Hartmann, T. Ernst, B. Osternaud, Y. Bogumilowicz, A. Abbadie, P. Besson, O. Rayssa, A. Tiberj, N. Daval, I. Cayrefourq, F. Fournel, H. Moriceau, C. Di Nardo, F. Andrieu, V. Paillard, M.Cabié, C.Mazure // *Solid State Electronics*. – 2004. – V.48. – P.1285-1296.
210. Strained silicon on insulator (SSOI) by waferbonding / S.H. Christiansen, R. Singh, I. Radu, M. Reiche, U. Gösele, D. Webb, S. Bukalo, B.Dietrich // *Material Science in Semiconductor Processing*. – 2005. – V.8. – P.197-202.
211. On the Variability in Planar FDSOI Technology: From MOSFETs to SRAM Cells / J. Mazurier, O. Weber, F. Andrieu, A. Toffoli, O. Rozeau, T. Poiroux, F. Allain, P. Perreau, C. Fenouillet-Beranger, O. Thomas, M. Belleville, O. Faynot // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2011. – V.58. – P.2326-2336.
212. Ballamy W.C. Low barrier height Schottky mixer diode using super thin silicon films by molecular beam epitaxy / W.C. Ballamy, Y. Ota // *Applied Physics Letters*. – 1981. – V.39. – P.629-630.
213. Hariu T., Control of Schottky barrier height by thin high-doped layer / T.Hariu Y.Shibata // *Proceedings of the IEEE* – 1975 – V. 63. – P. 1523-1524.
214. Physical and Electrical Performance Limits of High-Speed SiGeC HBTs—Part I: Vertical Scaling / M. Schröter, G. Wedel, B. Heinemann, Ch. Jungemann, J. Krause, P. Chevalier, A. Chantre // *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*. – 2011 - V.58, №11. – P.3687-3697.
215. Electroluminescence of germanium LEDs on silicon: Influence of antimony doping / B. Schwartz, A. Klossek, M. Kittler, M. Oehme, E. Kasper, J. Schulze // *Physica Status Solidi (C)*. – 2014 – V.11, №11–12. – P.1686–1691.
216. Слои кремния, полученные сублимацией в вакууме при температурах 6000 – 10000С из источников, легированных Р, As, Sb / В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова, Т.Н. Сергиевская, В.В. Постников // *Кристаллография*. – 1971. – Т.16, №2. – С.432-436.

217. Кузнецов В.П. О переносе примесей P, As, Al из источников кремния в слои, полученные сублимацией в вакууме / В.П. Кузнецов, В.В. Постников // Кристаллография. – 1974. – Т.19, №2. – С.346-351.
218. Кузнецов В.П. Легирование тонких эпитаксиальных слоев Si, выращенных в вакууме при низких температурах / В.П. Кузнецов, В.А. Толomasов, А.В. Туманов // Кристаллография. – 1979. – Т.24, №5. – С.1028-1032.
219. Masuda-Jindo K., Electronic theory for impurity segregation at lattice defects in metals / K.Masuda-Jindo // Physics Letters A – 1985 – V. 107. – P. 185-189.
220. Surface Segregation Behavior of B, Ga, Sb, and As Dopant Atoms on Ge(100) and Ge(111) Examined with a First-principles Method / F Iijima, K Sawano, J Ushio, T Maruizumi, Y Shiraki // Journal of Physics: Conference Series. – 2013. – V.417. – P.012008-5.
221. Surface segregation of B, Ga, and Sb during Si MBE: calculation using a first-principle method / J. Ushio, K. Naagawa, M. Miyao, T.Maruiumi // Physical Review B. – 1998. – V.58. – P.3932-3936.
222. Self-modulating Sb incorporation in Si/SiGe superlattices during molecular beam epitaxial growth / K. Fujita, S. Fukatsu, N. Usami, Y. Shiraki, H. Yaguchi, R. Ito, K. Nakagawa // Surface Science. – 1993. – V.295. – P.335-339.
223. Ultradense phosphorus in germanium delta-doped layers / G. Scappucci, G. Capellini, W.C.T. Lee, M.Y. Simmons // Applied Physics Letters. – 2009. – V.94. – P.162106.
224. Kruger D. Surface segregation of boron atoms in Si and strained SiGe layers during MBE growth: experiment and simulation / D. Kruger, H.J. Osten // Thin solid Films. – 1995. – V.258. – P.137-142.
225. Легирование фосфором слоев Si при эпитаксии из молекулярного пучка / А.Ю. Андреев, Н.В. Гудкова, В.П. Кузнецов, В.С. Красильников, В.С. Рубцова, В.А. Толomasов // Неорганические материалы. – 1988. – Т.24, №9. – С.1423-1426.

226. Iyer S. S. Sharp profiles with high and low doping levels in silicon grown by molecular beam epitaxy / S.S. Iyer, R.A. Metzger, F.G. Allen // *Journal of Applied Physics*. – 1981. – V.52, №9. – P.5608-5613.
227. Barnett S.A. Si molecular beam epitaxy: a model for temperature dependent incorporation probabilities and depth distribution of dopants exhibiting strong surface segregation / S.A. Barnett, J.E. Greene // *Surface Science*. – 1985. – V.151 – P.67-90.
228. Metzger R.A. Antimony adsorption on silicon / R.A. Metzger, F.G. Allen // *Surface Science*. – 1984. – V.137. – P.397-411.
229. Streit D. Doping of silicon in molecular beam epitaxy systems by solid phase epitaxy / D. Streit, R. A. Metzger, F. G. Allen // *Applied Physics Letters*. – 1984. – V.44, №2. - P.234-236.
230. Characterization of Ga-doped solid phase – MBE silicon / L. Vescan, E. Kasper, O. Meyer, M. Maier // *Journal of Crystal Growth*. – 1985. – V.73. – P.482-486.
231. Anomalous Sb redistribution during the preparation of delta doping layers in silicon / W.F. J. Slijkerman, P.M. Zagwijn, J.F. van der Veen, G.F.A. van de Walle, D.J. Gravesteijn // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – V.70. – P.2111-2116.
232. Ota Y. Silicon molecular beam epitaxy with simultaneous ion implant doping // *Journal of Applied Physics*. – 1980. – V.51. – P.1102-1110.
233. Kinetics of dopant incorporation using a low-energy antimony ion beam during growth of Si(001) films by molecular-beam epitaxy / W.-X. Ni, J. Knall, M.A. Hasan, G.V. Hansson, J.-E. Sundgren, S.A. Barnett, L.C. Markert, J.E. Greene // *Physical Review B*. – 1989. – V.40. – P.10449-10459.
234. Pukite P.R. Ion beam enhanced diffusion of B during Si molecular beam epitaxy / P.R. Pukite, S.S. Iyer, G.J. Scilla // *Applied Physics Letters*. – 1989. – V.54. – P.916.

235. Lasing from Glassy Ge Quantum Dots in Crystalline Si / M. Grydlik, F. Hackl, H. Groiss, M. Glaser, A. Halilovic, Th. Fromherz, W. Jantsch, F. Schäffler, M. Brehm // *ACS Photonics*. – 2016. – V.3. – P.298-303.
236. Линейные цепочки квантовых точек Ge/Si при росте на структурированной поверхности, сформированной ионным облучением / Смагина Ж.В., Двуреченский А.В., Селезнев В.А., Кучинская П.А., Армбристер В.А., Зиновьев В.А., Степина Н.П., Зиновьева А.Ф., Ненашев А.В., Гутаковский А.К. // *ФТП* – 2015 – Т. 49. - С. 767-771.
237. Hofmann S. A model of the kinetics and equilibria of surface segregation in the monolayer regime /S. Hofmann, J. Erlewein // *Surface Science*. – 1978. – V.77 – P.591-602.
238. Nutz J.F. Comparison of P and Sb as n-dopants for Si molecular beam epitaxy / J.F. Nutz, G. Abstreiter // *Journal of Applied Physics*. – 1995. – V.78. – P.937-940.
239. Role of strain in dopant surface segregation during Si and SiGe growth by molecular beam epitaxy / W.-X. Ni, G.V. Hansson, J. Cardenas, B.G. Svensson // *Thin Solid Films*. – 1998. – V.321. – P.131–135.
240. Properties of Si layers grown by molecular beam epitaxy at very low temperatures / H. Jorke, H. Kibbel, F. Schäffler, A. Casel, H.-J. Herzog, E. Kasper // *Applied Physics Letters*. – 1989. – V.54. – P.819-821.
241. Low-temperature Si molecular beam epitaxy: Solution to the doping problem / H.-J. Gossmann, E.F. Schubert, D.J. Eaglesham, M. Cerullo // *Applied Physics Letters*. – 1990. – V.57. – P.2440.
242. Hobart K.D. Post-growth annealing of low temperature-grown Sb-doped Si molecular beam epitaxial films / K.D. Hobart, D.J. Godbey, P. E. Thompson // *Applied Physics Letters*. – 1992. – V.61. – P.76-79.
243. Grossman H.-J. Doping of Si thin films by low-temperature molecular beam epitaxy / H.-J. Grossman, F.C. Unterwald, H.S. Luftman // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – V.73. – P.8237-8241.

244. Diffusion of dopants in B- and Sb-delta-doped Si films grown by solid-phase epitaxy / H.-J. Gossmann, A. M. Vredenberg, C. S. Rafferty, H. S. Luftman, F. C. Unterwald, D. C. Jacobson, T. Boone, J. M. Poate // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – V.74. – P.3150-3155.
245. Jorke H. Kinetics of ordered growth of Si on Si(100) at low temperatures / H. Jorke, H. -J. Herzog, H. Kibbel // *Physical Review B*. – 1989. – V.40. – P.2005-2008.
246. Eaglesham D.J. Limiting Thickness hepi for Epitaxial Growth and Room-Temperature Si Growth on Si(100) / D.J. Eaglesham, H.-J. Gossmann, M. Cerullo // *Physical Review Letters*. – 1990. – V.65. – P.1227-1230.
247. Karpenko O.P. Surface roughening during low temperature Si(100) epitaxy / O.P. Karpenko, S.M. Yalisove, D.J. Eaglesham // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – V.82. – P.1157-1165.
248. Characterization of highly Sb-doped Si using high-resolution x-ray diffraction and transmission electron microscopy / H.H. Radamson, M.R. Sardela, Jr.L. Hultman, G.V. Hanson // *Journal of Applied Physics*. – 1994. – V.76. – P.763-767.
249. Кузнецов В.П. Получение высоколегированных эпитаксиальных слоев кремния при низких температурах / В.П. Кузнецов, А.Ю. Андреев, Н.А. Алябина // *Электронная промышленность*. – 1990. – Т.9. – С.57-60.
250. Heavily Doped Si Layers Grown by Molecular Beam Epitaxy in Vacuum / V.P. Kuznetsov, A.Yu. Andreev, O.A. Kuznetsov, L.E. Nikolaeva, T.M. Zotova, N.V. Gudkova // *Physica Status Solidi (A)*. – 1991. – V.127. – P.371-376.
251. Oxygen incorporation in molecular beam epitaxial silicon doped using a boric oxide source / C.G. Tuppen, K.A. Prior, C.J. Gibbings, D.C. Houghton, T.E. Jackman // *Journal of Applied Physics*. – 1988. – V.64. – P.2751-2754.
252. p-type delta-doped layers in silicon: Structural and electronic properties / N.L. Matthey, M.G. Dowsett, E.H.C. Parker, T.E. Whall, S. Taylor, J.F. Zhang // *Applied Physics Letters*. – 1990. – V.57. – P.1648.

253. Jorke H. Boron delta doping in Si and Si_{0.8}Ge_{0.2} layers / H. Jorke, H. Kibbel // *Applied Physics Letters*. – 1990. – V.57. – P.1763.
254. Temperature dependence of incorporation processes during heavy boron doping in silicon molecular beam epitaxy / C.P. Parry, R.A. Kubiak, S.M. Newstead, T.E. Whall, E.H.C. Parker // *Journal of Applied Physics*. – 1992. – V.71. – P.118-125.
255. 75-GHz f SiGe-base heterojunction bipolar transistor / G.L. Patton, J.H. Comfort, B.S. Meyerson, E.F. Crabbé, G.J. Scilla, E.D. Fresart, J.M.C. Stork, J.Y.-C. Sun, D.L. Hareme, J.N. Burghartz // *IEEE Electron Device Letters*. – 1990. - V.11. - P. 171–173.
256. 113-GHz f graded-base SiGe HBT's / E. Crabbe, B. Meyerson, D. Hareme, J. Stork, A. Megdanis, J. Cotte, J. Chu, M. Gilbert, C. Stanis, J. Comfort, G. Patton, S. Subbanna // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 1993. - V.40. - P.2100–2101.
257. Ge concentration dependence of Sb surface segregation during SiGe MBE / K. Nakagawa, N. Sugii, S. Yamaguchi, M. Miyao // *Journal of Crystal Growth*. – 1999. – V.201/202. – P.560-563.
258. Ge segregation at Si/Si_{1-x} Ge_x interfaces grown by molecular beam epitaxy / P.C. Zalm, G.F.A. van de Walle, D.J. Gravesteijn, A.A. van Gorkum // *Applied Physics Letters*. – 1989. – V.55. – P.2520-2522.
259. Defect Self-Annihilation in Surfactant-Mediated Epitaxial Growth / M. Horn-von Hoegen, '1 F. K. LeGoues, M. Copel, M.C. Reuter, R. M. Tromp // *Physical Review Letters*. – 1991. – V.65, №9. – P.1130-1133.
260. Enhanced Sb segregation in surfactant-mediated-heteroepitaxy: High-mobility, low-doped Ge on Si / D. Reinking, M. Kammler, M. Horn-von Hoegen, K. R. Hofmann // *Applied Physics Letters*. – 1997. – V.71. – P.924-926.
261. Advances in surfactant-mediated growth of germanium on silicon: high-quality p-type Ge films on Si / T.F. Wietler, A.Ott, E. Bugiel, K. R. Hofmann // *Materials Science in Semiconductor Processing*. – 2005. – V.8. – P.73–77.

262. Wietler T.F. Surfactant-mediated epitaxy of relaxed low-doped Ge films on Si(001) with low defect densities / T.F. Wietler, E. Bugiel, K. R. Hofmann // *Applied Physics Letters*. – 2005. – V.87. – P.181102.
263. Atomic hydrogen for the formation of abrupt Sb doping profiles in MBE-grown Si / P.E. Thompsona, C. Silvestrea, M. Twigga, G. Jernigan, D.S. Simons // *Thin Solid Films*. – 1998. – V.321. – P.120–124.
264. Surface segregation and structure of Sb-doped Si(001) films grown at low temperature by molecular beam epitaxy / K.D. Hobart, D.J. Godbey, M.E. Twingg, M. Fatemi, P.E. Thompson, D.S. Simons // *Surface Science*. – 1995. – V.334. – P.29-38.
265. Nützel J.F. Segregation and diffusion on semiconductor surfaces / J.F. Nützel, G. Abstreiter // *Physical Review B*. – 1996. – V.53. – P.13551-13558.
266. Strong surface segregation of Sb atoms at low temperatures during Si molecular beam epitaxy / Z.M. Jianga, C.W. Peia, L.S. Liaoa, X.F. Zhoua, X.J. Zhanga, X. Wanga, Q.J. Jiab, X.M. Jiangb, Z.H. Mac, T. Smithc, I.K. Souc // *Thin Solid Films*. – 1998. – V.336. – P.236-239.
267. Hervieu Y.Y. Surface processes of impurity incorporation during MBE growth / Y.Y. Hervieu, M.P. Ruzaiкин // *Surface Science*. – 1998. – V.408. – P.57–71.
268. Andrieu S. Surface segregation mechanism during two-dimensional epitaxial growth: The case of dopants in Si and GaAs molecular beam epitaxy / S. Andrieu, F. Arnaud d'Avitaya, J.C. Pfister // *Journal of Applied Physics*. – 1989. – V.65. – P.2681-2687.
269. Arnold C.B. Unified kinetic model of dopant segregation during vapor-phase growth / C.B. Arnold, M.J. Aziz // *Physical Review B*. – 2005. – V.72. – P.195419-17.
270. Blacksberg J. Ultra-low-temperature homoepitaxial growth of Sb-doped silicon / J. Blacksberg, M.E. Hoenk, S. Nikzad // *Journal of Crystal Growth*. – 2005. – V.285. – P.473-480.

271. Enhanced quantum efficiency of high-purity silicon imaging detectors by ultralow temperature surface modification using Sb doping / J. Blacksberg, M.E. Hoenk, S.T. Elliott, S.E. Holland, S. Nikzad // *Applied Physics Letters*. – 2005. – V.87. – P.254101.
272. Towards the fabrication of phosphorus qubits for a silicon quantum computer / J.L. O'Brien, S.R. Schofield, M.Y. Simmons, R.G. Clark, A.S. Dzurak, N.J. Curson, B.E. Kane, N.S. McAlpine, M.E. Hawley, G.W. Brown // *Physical Review B*. – 2005. – V.72. – P.161401R-5.
273. Encapsulation of phosphorus dopants in silicon for the fabrication of a quantum computer / L. Oberbeck, N.J. Curson, M.Y. Simmons, R. Brenner, A.R. Hamilton, S.R. Schofield, R.G. Clark // *Applied Physics Letters*. – 2002. – V.81. – P.3197.
274. Effect of encapsulation temperature on Si:P δ -doped layers / K.E.J. Goh, L. Oberbeck, M.Y. Simmons, A.R. Hamilton, R. G. Clark // *Applied Physics Letters*. – 2004. – V.85. – P.4953-4955.
275. Influence of doping density on electronic transport in degenerate Si:P δ -doped layers / K.E.J. Goh, L. Oberbeck, M.Y. Simmons, A. R. Hamilton, M. J. Butcher // *Physical Review B*. – 2006. – V.73. – P.035401-5.
276. Sb surface segregation during epitaxial growth of SiGe heterostructures: The effects of Ge composition and biaxial stress / A. Portavoce, I. Berbezier, P. Gas, A. Ronda // *Physical Review B*. – 2004. – V.69. – P.155414-5.
277. Oehme M. Molecular beam epitaxy of highly antimony doped germanium on silicon / M. Oehme J.Werner, E.Kasper // *Journal of Crystal Growth*. – 2008. – V.310. – P.4531-4534.
278. Brotzmann S. Intrinsic and extrinsic diffusion of phosphorus, arsenic, and antimony in germanium / S. Brotzmann, H. Bracht // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – V.103. – P.033508-7.
279. Scappucci G. Influence of encapsulation temperature on Ge:P δ -doped layers / G. Scappucci, G. Capellini, M. Y. Simmons // *Physical Review B*. – 2009. – V.80. – P.233202-4.

280. Strain engineered segregation regimes for the fabrication of thin $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ layers with abrupt n-type doping / I.Berbezier, J.P.Ayoub, A.Ronda, M.Oehme, K. Lyutovich, E. Kasper, M.Di Marino, G.Bisognin, E. Napolitani, M.Berti // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – V.107. – P.034309.
281. Ultrashallow Ohmic contacts for n-type Ge by Sb –doping / K. Sawano, Y. Hoshi, K. Kasahara K. Yamane, K. Hamaya, M. Miyao, Y. Shirak // *Applied Physics Letters*. – 2010. – V.97. – P.162108-3.
282. Bracht H. Diffusion and doping issues in germanium / H. Bracht , S. Schneider, R. Kube // *Microelectronic Engineering*. – 2011. – V.88. – P.452–457.
283. Tensile-strained, n-type Ge as a gain medium for monolithic laser integration on Si / J. Liu, X. Sun, D. Pan, X. Wang, L.C. Kimerling, Th.L. Koch, J. Michel // *Optics Express*. – 2007. – V.15. – P.11272-11277.
284. Low energy dual beam depth profiling: influence of sputter and analysis beam parameters on profile performance using TOF-SIMS/ T. Grehl, R. Mollers, E. Niehuis // *Applied Surface Science*. – 2003. – V.203-204. – P.277.
285. Эрвье Ю.Ю. О накоплении примеси в адсорбционном слое в процессе легирования при молекулярно-лучевой эпитаксии // *Материалы электронной техники*. – 2013. – Т.2. – С.4-10.
286. Critical epitaxial thicknesses for low temperature (20–100 °C) $\text{Ge}(001)2\times 1$ growth by molecular beam epitaxy / G. Xue, H. Z. Xiao, M.A. Hasan, J. E. Greene, H. K. Birnbaum // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – V.74. – P.2512-2516.
287. Mechanism for epitaxial breakdown during low-temperature $\text{Ge}(001)$ molecular beam epitaxy / K.A. Bratland, Y.L. Foo, J.A.N.T. Soares, T. Spila, P. Desjardins, J.E. Greene // *Physical Review B*. – 2003. – V.67. – P.125322-11.
288. Jenkins S.J Comparative study of Sb bonding on group-IV semiconductor (001) substrates / S.J. Jenkins, G.P. Srivastava // *Physical Review B*. – 1997. – V.56. – P.9221.
289. Kasper E. Group IV heteroepitaxy on silicon for photonics // *Journal of Material Research*. – 2016. – V.31. – P.3639-3648.

290. Количественная калибровка и послойный анализ концентрации германия в гетероструктурах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ методом вторично-ионной масс-спектрометрии / М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, А.В. Новиков, П.А. Юнин, Д.В. Юрасов // Физика и техника полупроводников. – 2014. – Т.48 - С.1138-1146.
291. Structural and electrical properties of Ge-on-Si(001) layers with ultra heavy n-type doping grown by MBE / D.V. Yurasov, A.V. Antonov, M.N. Drozdov, P.A. Yunin, B.A. Andreev, P.A. Bushuykin, N.A. Baydakova, A.V. Novikov // Journal of Crystal Growth. – 2018. – V.491. – P.26-30.
292. Chronos A., Diffusion of n-type dopants in germanium / A. Chronos, H. Bracht // Applied Physics Reviews – 2014 – V. 1. – P. 011301-20.
293. A review of some charge transport properties of silicon / C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, A. A. Quaranta // Solid State Electron. – 1977. – V.20, №2. – P.77-89.
294. Influence of thermal annealing on the electrical and luminescent properties of heavy Sb-doped Ge/Si(001) layers / D.V. Yurasov, A.V. Novikov, N.A. Baidakova, E.E. Morozova, P.A. Yunin, D.V. Shengurov, A.V. Antonov, M.N. Drozdov, Z.F. Krasilnik // Semiconductor Science and Technology. – 2018. – V.33, №12. – P.124019-8.
295. Vanhellemont J., On the diffusion and activation of n-type dopants in Ge / J.Vanhellemont, E. Simoen // Materials Science in Semiconductor Processing – 2012 – V. 15 – P. 642-655.
296. Бекин Н.А. Стимулированное излучение на примесно-зонных оптических, переходах в полупроводниках / Н.А. Бекин, В.Н.Шагин // Квантовая электроника. – 2015. – Т.45, №2. – С.105–112.
297. van Gorkum A.A., Growth and characterization of atomic layer doping structures in Si / A.A. van Gorkum, K. Nakagawa, Y. Shiraki // J. Appl. Phys. – 1989 – V.65. – P. 2485-2492.
298. δ -function-shaped Sb-doping profiles in Si(001) obtained using a low energy accelerated-ion source during molecular-beam epitaxy / W.-X. Ni, G. V. Hansson,

- J.-E. Sundgren, L. Hultman, L. R. Wallenberg, J.-Y. Yao, L. C. Markert, J. E. Greene // *Phys. Rev. B* - 1992 – V.46. – P. 7551-7558.
299. S. Hofmann, Sputter depth profile analysis of interfaces // *Rep. Prog. Phys.* – 1998- V. 61. – P.827–888.
300. Юнина, П.А. Исследование многослойных полупроводниковых гетероструктур методами вторично-ионной масс-спектрометрии и рентгеновской дифрактометрии: дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.07/ Юнин Павел Андреевич – Нижний Новгород, 2016. – 166 с.
301. Magnetotransport in Si<Sb> Delta-Layer after Swift Heavy Ion-Induced Modification / A.S. Fedotov, V.A. Skuratov, D.V. Yurasov, A.V. Novikov, I.A. Svito, P.Yu. Apel, A.K. Fedotov, P.V. Zukowski, V.V. Fedotov // *Acta Physica Polonica A.* – 2017. – V.132, №2. – P.229-232.
302. Hikami S. Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system / S. Hikami, A. I. Larkin, Y. Nagaoka // *Progress of Theoretical and Experimental Physics.* – 1980. – V.63. – P.707.
303. Millimeter-wave Detectors Based on Antenna-coupled Low-barrier Schottky Diodes / V.I.Shashkin, Y.A.Drjagin, V.R. Zakamov, S.V.Krivov, L.M.Kukin, A.V.Murel, Y.I.Chechenin. // *Int.J.Infrared and Milliwaves* – 2007 – V.28. – P. 945-952.
304. Шашкин В.И., Обобщенная теория токопереноса в низкобарьерных диодах Мотта с приповерхностным дельта-легированием: сопоставление с экспериментом / В.И. Шашкин, А.В. Мурель // *Микроэлектроника* – 2010 – Т. 39. – С. 348-355.
305. A selfconsistent solution of Schrödinger–Poisson equations using a nonuniform mesh / I.H. Tan, G.L. Snider, L.D. Chang, E.L. Hu // *Journal of Applied Physics.* – 1990. – V.68. – P.4071-4076.
306. Закамов В.Р. Детекторные диоды Шоттки с пониженной высотой барьера на основе структур кремния, легированных сурьмой / В.Р. Закамов, Ю.Н. Чеченин // *Прикладная физика.* – 2012. – Т.3. – С.101-105.

307. Торцевые диоды Шоттки на кремневой пластине с пониженной высотой выпрямляющего барьера / В.Р. Закамов, Ю.И. Чеченин., Д.А. Пряхин, Д.В. Юрасов // Успехи прикладной физики. – 2013. - Т.1, №1 – С.97-104.