

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИФМ РАН)

На правах рукописи

Байдакова Наталия Алексеевна

Процессы поглощения и излучения света в структурах
с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами,
выращенными на различных подложках

Специальность 05.27.01 — твердотельная электроника,
радиоэлектронные компоненты, микро и нанoeлектроника, приборы на
квантовых эффектах

Диссертация
на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Новиков Алексей Витальевич

Нижний Новгород 2019

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ		5
Глава 1	Рост и излучательные свойства структур с Ge(Si) самоформирующимися островками (Обзор литературы).	15
1.1	Рост структур с Ge(Si) самоформирующимися островками.	15
1.2	Оптические свойства структур с Ge(Si)/Si(001) островками.	23
	1.2.1 Фотолюминесценция структур с Ge(Si)/Si(001) островками.	25
	1.2.2. Влияние мощности оптического возбуждения на положение и ширину линии ФЛ Ge(Si) островков.	34
	1.2.3. Наблюдение пространственно прямых излучательных переходов в Ge(Si) островках.	36
	1.2.4. Кинетические зависимости ФЛ Ge(Si) островков.	38
	1.2.5. Спектроскопия возбуждения ФЛ структур с Ge(Si) островками.	41
	1.2.6. Оптические свойства структур с Ge(Si)/sSi островками.	42
Глава 2	Формирование структур с Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками и методы их характеристики.	47
2.1	Формирование SiGe структур с самоформирующимися Ge(Si) островками.	47
	2.1.1. Описание высоковакуумных установок молекулярно-пучковой эпитаксии Ge/Si гетероструктур “BALZERS” UMS 500P и “Riber Siva-21”.	47
	2.1.2. Методы предростовой подготовки подложек Si(001) и «кремний на изоляторе» (SOI).	50
	2.1.3. Рост структуры с Ge(Si) островками на подложках Si(001) и SOI.	52
	2.1.4. Рост структур с Ge(Si) островками на релаксированных SiGe слоях.	53
2.2	Характеризация исследованных SiGe структур.	55
	2.2.1. Атомно-силовая микроскопия.	55
	2.2.2. Рентгенодифракционный анализ.	55
	2.2.3. Просвечивающая электронная микроскопия.	56
2.3	Аппаратура и методика исследования излучательных свойств SiGe структур.	56
	2.3.1. Спектроскопия фотолюминесценции структур с Ge(Si) самоформирующимися островками при непрерывном оптическом	56

	возбуждении.	
	2.3.2. Особенности спектроскопии ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными на SiGe буфере.	58
	2.3.3. Методика ФЛ структур с Ge(Si) островками в условиях импульсного оптического возбуждения.	59
	2.3.4. Методика спектроскопии возбуждения фотолюминесценции.	62
	2.3.5. Паразитные сигналы в спектрах ФЛ структур с Ge(Si) островками.	66
2.4	Расчет зонных диаграмм SiGe гетероструктур с Ge(Si) островками.	68
2.5	Выводы к Главе 2.	73
Глава 3	Излучательные свойства многослойных структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, выращенными на подложках Si(001) и «кремний-на-изоляторе».	74
3.1	Спектро-кинетические зависимости ФЛ структур с Ge(Si) островками.	76
3.2	Пространственно прямая излучательная рекомбинация носителей заряда в Ge(Si) островках.	81
3.3	Вклад процессов диффузии носителей заряда из кремниевой подложки в возбуждение ФЛ Ge(Si) островков.	91
3.4	Спектроскопия возбуждения ФЛ структур с Ge(Si)/Si(001) островками.	98
	3.4.1. Спектры возбуждения ФЛ Ge(Si) островков.	98
	3.4.2. Спектры возбуждения ФЛ, соответствующей различным временным компонентам в кинетике релаксации ФЛ Ge(Si) островков.	103
	3.4.3. Поглощение в Ge(Si) островках.	107
3.5	Выводы к Главе 3.	110
Глава 4	Излучательные свойства структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями Si.	112
4.1	Введение.	112
4.2	Фотолюминесценция Ge(Si)/sSi островков, сформированных на релаксированном SiGe/Si(001) буфере.	117
	4.2.1. Влияние соотношения толщин слоев sSi на ширину линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков.	117
	4.2.2. Температурная зависимость ФЛ Ge(Si)/sSi островков, сформированных на релаксированных SiGe буферах.	129
4.3	Структуры с Ge(Si)/sSi островками, выращенные на подложках sSOI.	134

	4.3.1 Особенности химической подготовки UTBB sSOI подложек и роста на них эпитаксиальных SiGe структур.	136
	4.3.2. Фотолюминесценция структур с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на UTBB sSOI подложках.	141
4.4	Электролюминесценция структур с Ge(Si)/sSi островками.	145
	4.4.1 Исследованные структуры и методика эксперимента.	145
	4.4.2 Электролюминесценция структур с Ge(Si)/sSi островками.	148
4.5	Выводы к Главе 4.	152
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		153
Список публикаций автора по теме диссертации.		155
Список цитируемой литературы.		160

Введение

Актуальность темы исследования

В последние годы физика низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур – одно из самых быстро развивающихся направлений физики. Интерес к данным объектам связан как с изучением фундаментальных физических явлений, проявляющихся в низкоразмерных системах, так и с возможностью применения гетероструктур в полупроводниковых приборах. Среди широко класса полупроводниковых гетероструктур низкоразмерные SiGe гетероструктуры привлекают к себе повышенное внимание. Это обусловлено несколькими взаимосвязанными факторами. С одной стороны, из-за хорошо развитой технологии формирования SiGe гетероструктур и их относительной простоты по сравнению с гетероструктурами на основе материалов A3B5, эта гетеропара исторически является модельной для рассмотрения различных физических процессов в гетероструктурах. Это в полной мере относится к исследованию роста и свойств самоформирующихся наноструктур и квантовых точек в полупроводниковых гетероструктурах [1]. Гетеропара Ge/Si, как и большинство гетероструктур, характеризуется рассогласованием постоянных кристаллических решеток, которое составляет 4,2 %. Это приводит к накоплению упругих напряжений в данных гетероструктурах при увеличении толщины осажденных SiGe слоев и накладывает ограничение на толщину их псевдоморфного роста [2, 3, 4]. При определенных условиях роста и составе осаждаемых SiGe слоев накопленные упругие напряжения могут приводить к образованию трехмерных самоформирующихся объектов – Ge(Si) наноструктур и квантовых точек [2, 3, 4]. Структуры с Ge(Si) островками характеризуются гетерограницей II рода и могут использоваться как модельные системы при изучении излучательных процессов в низкоразмерных гетероструктурах с гетерограницей II типа.

С другой стороны, кремниевая технология является основной технологией современной наноэлектроники, в которой SiGe структуры находят все большее применение. Так, в последние годы с использованием SiGe гетероструктур связываются надежды на прогресс в развитии кремниевой оптоэлектроники, переход к которой позволяет существенно увеличить скорость передачи информации. К настоящему времени прогресс в развитии технологий в этой области позволил реализовать большинство элементов для оптоэлектронных интегральных схем на основе кремния и его сплава с Ge: модуляторов, детекторов, систем оптической связи чипа с оптоволокомном и волноводов с низкими потерями [5, 6, 7, 8]. Однако, поскольку кремний является непрямозонным материалом, задача создания одного из ключевых оптоэлектронных элементов – эффективного источника излучения ближнего ИК диапазона на основе кремния – остается по-прежнему нерешенной. В настоящее время в

качестве источников излучения в разрабатываемых кремниевых оптоэлектронных схемах используются лазеры на основе прямозонных материалов A3B5, которые интегрируются в кремниевые чипы с использованием технологии сращивания (bonding) [9, 10]. Однако данный подход требует значительных технологических и финансовых затрат. Создание на кремнии источников излучения на основе SiGe структур позволило бы существенно уменьшить затраты на интеграцию на одной пластине фотонных и электронных элементов. Среди различных светоизлучающих SiGe структур структуры с Ge(Si) островками обладают целым рядом преимуществ. Во-первых, технология их формирования достаточно проста и не требует роста толстых буферных слоев. Во-вторых, в структурах с Ge(Si) наноструктурами сигнал фото- и электролюминесценции наблюдается при комнатной температуре в области длин волн 1,3 - 1,55 мкм [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22], которая используется в оптоэлектронных схемах. Кроме того, в структурах с Ge(Si) наноструктурами при комнатной температуре так же наблюдается фотопроводимость в области длин волн 1,3 – 1.6 мкм [23, 24, 25, 26, 27], что делает возможным создание на основе эти структур приемников ближнего инфракрасного излучения.

В последние годы широкую популярность обрела идея увеличения эффективности излучательной рекомбинации в полупроводниковых структурах, за счет взаимодействия их излучения с микрорезонаторами [28, 29, 30, 31]. И в этой области светоизлучающие структуры с Ge(Si) островками могут выступать в качестве модельной системы, так как наличие коммерчески доступных подложек «кремний на изоляторе», хорошо развитая технология постростовой обработки и трехмерная пространственная локализация носителей заряда в островках позволяют относительно легко формировать на их основе различные микрорезонаторы [32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39 40]. В тоже время структуры с Ge(Si) островками, встроенными в микрорезонаторы, представляют и практический интерес, так как сообщалось о наблюдении лазерной генерации при низких температурах [41] и многократном (до 150 раз) увеличении интенсивности сигнала фотолюминесценции островков при комнатной температуре [37] для подобных структур.

Таким образом, структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками представляют интерес как с точки зрения фундаментальных исследований, в частности – изучения процессов поглощения света и излучательной рекомбинации носителей заряда в низкоразмерных гетероструктурах с гетерограницей II типа, так и с точки зрения приборных приложений. Настоящая диссертация посвящена исследованию процессов возбуждения фотолюминесценции и излучения света в структурах с Ge(Si) самоформирующимися

островками, сформированными на подложках Si(001), «кремний-на-изоляторе», «напряженный кремний на изоляторе» и релаксированных SiGe/Si(001) буферах.

Степень разработанности темы исследования

К настоящему моменту в литературе существует множество работ, посвященных исследованию роста самоформирующихся Ge(Si) островков на подложках Si(001) [1, 2, 3, 4]. Кроме того, достаточно хорошо исследованы излучательные свойства структур с Ge(Si)/Si(001) островками и изучено влияние различных условий формирования структур и параметров Ge(Si) островков (размеров, состава, плотности) на их люминесценцию [3, 42, 43, 44, 45]. При этом исследованию кинетических характеристик ФЛ Ge(Si) островков, которое дает информацию о процессах возбуждения и девозбуждения ФЛ в островках, посвящено ограниченное число работ [46, 47, 48, 49], большая часть из которых принадлежит одной исследовательской группе. Кроме кинетических исследований эффективным инструментом для изучения процессов возбуждения ФЛ островков, а также исследования энергетических уровней, вовлеченных в процессы поглощения и излучения света, является спектроскопия возбуждения ФЛ. Тем не менее, автору настоящей диссертации известна лишь одна работа [50], посвященная исследованию структур с Ge(Si) островками методом спектроскопии возбуждения ФЛ.

Поскольку одним из препятствий на пути эффективной излучательной рекомбинации в структурах с Ge(Si) островками является слабая пространственная локализация электронов вблизи островков, к настоящему времени предложены различные подходы для решения данной проблемы [12, 51, 52], один из которых – встраивание Ge(Si) островков в напряженный Si слой, сформированный на релаксированном Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буфере [52]. К моменту начала работ над диссертацией были подробно изучены особенности роста Ge(Si) островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с напряженными (растянутыми) слоями Si [53, 54] и выполнены предварительные исследования оптических свойств структур с Ge(Si)/sSi островками [55, 56, 57]. Однако для данного типа структур не были установлены процессы, определяющие ширину линии ФЛ, отсутствовали исследования температурного гашения их ФЛ. Также не были получены диодные структуры с Ge(Si) островками на SiGe/Si(001) буферах и не были исследованы их электролюминесцентные (ЭЛ) свойства. Кроме того, автору диссертации неизвестно о попытках создания структур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями кремния, на другом типе новых подложек на основе кремния, перспективных для применений в интегральной технологии, – подложек на основе структур «напряженный кремний-на-изоляторе». [58, 59].

Цели и задачи

Целью данной диссертации является установление основных механизмов возбуждения и девозбуждения сигналов люминесценции в светоизлучающих структурах с самоформирующимися Ge(Si) островками, определение влияния условий формирования структур на эффективность данных механизмов и выявления возможностей управления люминесценцией Ge(Si) островков с помощью изменения параметров структур. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Адаптация методики спектроскопии возбуждения ФЛ для исследования излучательных свойств структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, обладающих широким спектром ФЛ, форма которого существенно зависит от мощности и длины волны возбуждающего излучения.
2. Выявление и характеристика основных механизмов возбуждения ФЛ и излучательных процессов, вносящих вклад в ФЛ Ge(Si) островков, за счет изучения динамики фотовозбужденных носителей заряда в структурах с Ge(Si) островками в зависимости от условий измерений и типа подложки.
3. Использование встраивания Ge(Si) островков между напряженными слоями Si, сформированными на релаксированном SiGe буфере, с целью управления формой сигнала ФЛ островков.
4. Развитие технологических подходов для формирования светоизлучающих SiGe структур на подложках «напряженный кремний-на-изоляторе».

Научная новизна работы

1. Впервые выполненные детальные исследования спектральных и временных характеристик ФЛ структур с Ge(Si) островками при различных температурах и длинах волн возбуждающего излучения позволили выделить и исследовать сигналы, связанные с пространственно прямой и пространственно непрямой излучательной рекомбинацией носителей заряда в островках. Рассмотрен вклад, вносимый каждым из этих сигналов, в общий сигнал ФЛ Ge(Si) островков в зависимости от условий измерения и параметров структур. Продемонстрировано, что при межзонной оптической накачке основной вклад в возбуждение ФЛ Ge(Si) островков вносят механизмы поглощения и диффузии носителей заряда в кремниевой матрице.
2. С использованием модифицированной методики спектроскопии возбуждения ФЛ впервые для структур с Ge(Si)/Si(001) островками получен спектр возбуждения ФЛ, учитывающий изменение сигнала ФЛ островков при изменении длины волны возбуждения.

Показано, что в условиях подзонной для кремния оптической накачки поглощение излучения непосредственно в Ge(Si) островках становится основным механизмом возбуждения ФЛ.

3. Продемонстрирована возможность уменьшения ширины линии ФЛ структур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями кремния, за счет компенсации диффузионного размытия верхнего слоя кремния. Получены структуры с рекордно узкой для структур с массивом пространственно неупорядоченных Ge(Si) самоформирующихся островками линией ФЛ (ширина пика на его полувысоте 20-30 мэВ при температуре 20 К).

4. Впервые на подложках “напряженный кремний на изоляторе” с тонким напряженным слоем Si и тонким захороненным слоем SiO₂ получены эпитаксиальные светоизлучающие SiGe структуры.

Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая значимость работы заключается в получении новых знаний об оптических свойствах структур с Ge(Si) самоформирующимися островками. Для данного типа структур наглядно продемонстрировано, что основным каналом возбуждения ФЛ островков является возбуждение через кремниевую матрицу, однако непосредственное поглощение на пространственно прямых переходах в островках также возможно и становится доминирующим при возбуждении излучением с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны кремния. Кроме того, показано, что, несмотря на гетеропереход II рода, в Ge(Si) самоформирующихся островках возможно наблюдение пространственно прямых излучательных переходов. Полученные результаты могут быть качественно обобщены для случая других структур с гетеропереходом II рода.

К практической значимости работы можно отнести разработку методики спектроскопии возбуждения фотолюминесценции, подходящей для исследования свойств структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, обладающих широким спектром ФЛ, форма которого существенно зависит от мощности и длины волны возбуждающего излучения. К практической значимости работы также относится отработка методики предростовой химической и термической подготовки подложек “напряженный кремний на изоляторе” с тонким напряженным слоем Si и тонким захороненным слоем SiO₂, которая позволила использовать данный тип подложек для формирования эпитаксиальных светоизлучающих SiGe гетероструктур.

Методология и методы исследования

Для получения результатов были использованы следующие экспериментальные методики:

- спектроскопия фотолюминесценции при непрерывном возбуждении;
- спектроскопия фотолюминесценции с временным разрешением с использованием перестраиваемого источника импульсного излучения;
- методика спектроскопии возбуждении фотолюминесценции, модифицированная для задачи исследования структур с Ge(Si) островками;
- молекулярно-пучковая эпитаксия SiGe структур;
- спектроскопия электролюминесценции;
- просвечивающая электронная микроскопия;
- атомно-силовая микроскопия;
- рентгено-дифракционный анализ.

Положения, выносимые на защиту

1. Для структур с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами, выращенными на подложках Si(001) и «кремний на изоляторе», в условиях межзонного для кремния оптического возбуждения и низких температур (< 10 К) сигнал ФЛ островков преимущественно связан с рекомбинацией носителей заряда, фотоиндуцированных в эпитаксиальном слое Si в окрестности островков. При более высоких температурах существенный вклад в возбуждение ФЛ Ge(Si) островков, выращенных на Si(001) подложках, вносит диффузия носителей заряда из Si подложки.
2. В условиях подзонной для кремния оптической накачки основной вклад в возбуждение ФЛ Ge(Si) островков дает поглощение излучения накачки на пространственно прямых оптических переходах непосредственно в Ge(Si) островках.
3. Использование модифицированной методики спектроскопии возбуждения ФЛ, состоящей в регистрации спектро-кинетических зависимостей ФЛ исследуемых структур при различных длинах волн возбуждающего излучения, позволяет учитывать изменение формы спектра Ge(Si) островков при изменении условий их оптической накачки. Это дает возможность получать спектры возбуждения ФЛ для различных компонент, соответствующих различным излучательным процессам в структурах с Ge(Si) островками.
4. Ширина линии ФЛ Ge(Si) самоформирующихся наноструктур, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферах и встроенных между напряженными (растянутыми) Si слоями, зависит от соотношения толщин этих слоев над и под островками. Компенсация диффузионного размытия слоя напряженного Si над островками за счет увеличения его толщины по сравнению со слоем Si под островками позволяет уменьшить ширину линии ФЛ Ge(Si) островков до значений 20-30 мэВ, сравнимых с шириной линии ФЛ массива неупорядоченных квантовых точек в прямозонных полупроводниках на основе InAs/GaAs.

5. Использование подложек “напряженный кремний на изоляторе” с тонким напряженным слоем Si и тонким (25 нм) захороненным слоем SiO₂ для эпитаксиального роста SiGe структур возможно при учете более низкой температурной стабильности этих подложек по сравнению с подложками “напряженный кремний на изоляторе” с толстым (>100 нм) захороненным слоем SiO₂.

Личный вклад автора

Все результаты настоящей диссертации получены автором лично или при его непосредственном участии.

- Равноценный вклад автора в разработку модифицированной методики спектроскопии возбуждения фотолюминесценции (совместно с А.Н. Яблонским)

- Равноценный вклад автора в исследование структур с Ge(Si)/Si(001) и Ge(Si)/SOI островками методами спектроскопии ФЛ с временным разрешением и спектроскопии возбуждения ФЛ (совместно с А.Н. Яблонским). Основной вклад в исследование фото- и электролюминесценции структур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями Si, сформированными на релаксированных SiGe буферах и подложках «напряженный кремний-на-изоляторе».

- Равноценный вклад автора в интерпретацию кинетических зависимостей ФЛ Ge(Si) островков (совместно с А.Н. Яблонским). Определяющий вклад в анализ спектров возбуждения ФЛ структур с Ge(Si)/Si(001) островками. Равноценный вклад в интерпретацию спектров ФЛ структур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями Si, сформированными на релаксированных SiGe буферах (совместно с М.В. Шалеевым и А.В. Новиковым), и определяющий вклад в анализ температурных зависимостей ФЛ данных структур.

- Участие (совместно с Д.В. Юрасовым, М.В. Шалеевым и А.В. Новиковым) в отработке технологии формирования эпитаксиальных SiGe гетероструктур на подложках «напряженный кремний на изоляторе» с тонкими слоями напряженного Si и захороненного слоя окисла.

Апробация результатов работы

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [А1-А31] и докладывались на следующих конференциях:

- XIII - XXI Международные симпозиумы "Нанопластика и нанопластика" (Нижний Новгород 2009-2017);
- VII - XI Конференция по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе «Кремний» (Нижний Новгород 2010, Санкт-Петербург 2012, Иркутск 2014, Новосибирск 2016);
- Международная конференция Европейского материаловедческого сообщества E-MRS (Ницца 2011, Лилль 2014);
- Международная конференция "Quantum Dot 2010" (Ноттингем 2010);
- Международная конференция 11th International Conference on Group IV Photonics (Париж 2014);
- XI Российской конференции по физике полупроводников (Санкт-Петербург 2013);
- XVIII Уральская международная школа по физике полупроводников (Екатеринбург 2010);
- XII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и нанопластики (Санкт-Петербург 2011);
- Всероссийская конференция «Импульсная сильноточная и полупроводниковая электроника -2015» (Москва 2015);

А также на внутренних семинарах Института физики микроструктур РАН.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из Введения, 4 Глав и Заключения. Объём диссертации составляет 177 страниц, включая 68 рисунков и 6 таблиц. Список цитированной литературы включает 202 наименования, список публикаций автора по теме диссертации –31 наименование.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, показана ее научная новизна и практическая значимость, сформулированы цели работы, представлены сведения о структуре и содержании работы, а также приведены положения, выносимые на защиту.

В **Главе 1** проведен обзор работ, посвященных исследованию роста и оптических свойств структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенными на подложках Si(001) и релаксированных SiGe буферных слоях. Приведено краткое описание физических причин, приводящих к формированию трёхмерных нанобъектов на поверхности напряженных полупроводниковых гетероструктур. Проанализировано состояние работ, посвященных изучению оптических свойств Ge(Si) самоформирующихся наноструктур, сформированных на подложках Si(001) и релаксированных SiGe буферных слоях. Особое внимание уделено обзору работ, направленных на изучение различных каналов, вовлеченных в процессы излучательной рекомбинации в Ge(Si) наноструктурах, исследование кинетических зависимостей ФЛ Ge(Si) наноструктур, а также посвященных спектроскопии возбуждения ФЛ структур с Ge(Si) наноструктурами.

Разделы 2.1 и 2.2 **Главы 2** посвящены описанию методики и условий эпитаксиального роста исследованных в диссертации структур с самоформирующимися Ge(Si) островками на подложках Si(001), кремний-на-изоляторе и релаксированных SiGe буферных слоях. Представлено краткое описание используемых для роста установок молекулярно-пучковой эпитаксии, приведено описание методов подготовки подложек и характеристики выращенных структур. Описаны основные параметры и характеристики исследуемых в работе структур с Ge(Si) самоформирующимися островками. В разделе 2.3 подробно описаны методы измерения ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными на различных подложках, в условиях непрерывного и импульсного оптического возбуждения. Параграфы 2.3.4 и 2.3.5 представляют собой оригинальную часть работы и содержат описание методики спектроскопии возбуждения ФЛ, модифицированной для исследования излучательных свойств структур с Ge(Si) островками. В разделе 2.4 приведено краткое описание метода расчета зонных диаграмм SiGe гетероструктур.

Глава 3 посвящена исследованию излучательных свойств структур с Ge(Si)/Si(001) и Ge(Si)/SOI островками методами спектроскопии ФЛ с временным разрешением и спектроскопии возбуждения ФЛ. В разделе 3.1 приводится общее описание наблюдаемых спектрокинетических характеристик исследуемых структур и выделяются компоненты сигнала, соответствующие различным излучательным процессам. В параграфе 3.2 одна из компонент рассматривается подробнее и изучается возможность наблюдения

пространственно прямых излучательных переходов в Ge(Si) островках. В разделе 3.3 проводится подробное изучение кинетических кривых ФЛ Ge(Si) островков при различных условиях возбуждения (температура, длина волны возбуждения), направленное на исследование динамики фотовозбужденных носителей в структурах с Ge(Si) островками и определение основных механизмов возбуждения ФЛ Ge(Si) островков. Раздел 3.4 посвящен исследованию спектров возбуждения ФЛ Ge(Si) островков и обсуждению механизмов возбуждения ФЛ Ge(Si) островков в условиях подзонной для Si оптической накачки.

Глава 4 посвящена исследованию структур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями Si. После краткого введения в параграфе 4.1 в разделе 4.2 рассматриваются оптические свойства структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на релаксированном SiGe буфере. Представлены результаты исследований влияния толщин напряженных слоев Si над и под островками на ширину линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков и обсуждаются основные механизмы температурного гашения сигнала ФЛ данного типа островков. Параграф 4.3 посвящен исследованию структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на подложках sSOI с тонкими слоями напряженного Si и захороненного окисла. Рассматриваются особенности химической и термической подготовки данного типа подложек для эпитаксиального роста SiGe структур и обсуждаются оптические свойства структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на подложках sSOI. В разделе 4.4 исследуется возможность наблюдения сигнала ЭЛ от структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на релаксированном SiGe буфере.

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в работе.

Глава 1. Рост и излучательные свойства структур с Ge(Si) самоформирующимися островками (Обзор литературы).

1.1. Рост структур с Ge(Si) самоформирующимися островками.

В настоящее время одним из активно развиваемых направлений физики полупроводников является физика низкоразмерных гетероструктур. Успехи, достигнутые в этой области за последние годы, связаны как с развитием технологии получения низкоразмерных структур, так и с разработкой теоретических моделей, позволяющих описать физические явления, происходящих в них. Результатом этих успехов стало создание различных приборов на основе низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур, таких как лазеры на квантовых ямах и точках, квантовокаскадные лазеры, фотоприемники, усилители, модуляторы, биосенсоры и другие [60, 61, 62, 63, 64]. Несмотря на то, что наибольшие успехи в области практического использования достигнуты для гетероструктур на основе полупроводников группы A_3B_5 , значительный интерес, как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения представляют исследования низкоразмерных гетероструктур на основе кремния, который, как известно, является основным материалом микроэлектроники. В области оптоэлектроники положение кремния совершенно другое – из-за непрямого характера строения энергетических зон кремний характеризуется низкой эффективностью излучательной рекомбинации электронов и дырок. Однако задача интеграции на одном кремниевом чипе электронных и оптических компонент настоятельно требует создания эффективно излучающих структур на основе кремния, поэтому работы в данном направлении интенсивно ведутся последние два десятилетия. В качестве одного из путей решения данной задачи рассматривается использование низкоразмерных SiGe гетероструктур.

Германий является единственным полупроводником, который образует сплав с кремнием во все диапазоне составов. Это позволяет получать эпитаксиальные гетероструктуры на кремневых подложках в широком диапазоне состава и толщин слоев твердого раствора SiGe. При этом постоянная решетки Si составляет 0.543 нм, а постоянная решетки Ge – 0.566 нм, то есть рассогласование кристаллических решеток кремния и германия составляет 4,2%, что весьма существенно с точки зрения формирования эпитаксиальных гетероструктур. Значительное рассогласование параметров кристаллической решетки Ge и Si приводит к накоплению упругих напряжений в SiGe гетероструктуре в процессе ее роста и, с одной стороны, осложняет рост бездефектных, планарных гетероструктур, а с другой – открывает возможности для формирования трехмерных нанообъектов (квантовых точек) [2, 3, 4]. Дело в том, что в настоящее время наиболее распространенным способом получения квантовых точек (КТ) в полупроводниковых

гетероструктурах является самоформирование нанообъектов в процессе роста полупроводниковых гетероструктур с различными параметрами кристаллических решеток по механизму Странского-Крастанова [2, 3].

Из-за рассогласования параметров кристаллических решеток Si и Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ пленке, растущей на кремниевой подложке, накапливаются упругие напряжения сжатия, и при достижении некоторой толщины осажденного слоя, называемой критической толщиной псевдоморфного роста, происходит формирование дислокаций несоответствия, благодаря которому происходит релаксация упругих напряжений в пленке [65]. Данный механизм релаксации напряжений является пластическим, так как сопровождается образованием протяженных дефектов кристаллической решетки. В то же время, при определенных условиях формирования Ge/Si гетероструктур частичная релаксация упругих напряжений в SiGe слое может осуществляться и без формирования дефектов, за счет развития шероховатости поверхности при росте по «когерентному» механизму Странского-Крастанова. Энергия эпитаксиальной гетероструктуры может быть представлена как сумма энергии поверхности растущей пленки и упругой энергии, накопленной в ней, которая пропорциональна квадрату рассогласования кристаллических решеток и толщине пленки. В гетеросистемах, растущих по «когерентному» механизму Странского-Крастанова, на начальном этапе роста осаждаемый материал образует однородный «смачивающий» слой толщиной в несколько монослоев (МС). Накапливающиеся при увеличении толщины пленки упругие напряжения могут быть частично сняты за счет развития шероховатости поверхности роста. Однако развитие шероховатости приводит к увеличению поверхностной энергии системы. Таким образом, развитие шероховатости на поверхности становится выгодно с энергетической точки зрения, только если релаксация упругих напряжений в результате формирования неровностей компенсирует увеличение поверхностной энергии пленки. По мере развития шероховатости смачивающего слоя на его поверхности начинается формирование трехмерных нанообъектов (наноостровков и КТ), в результате которого происходит смена режима роста напряженной пленки с двумерного, планарного, на трехмерный, островковый. При этом механизме роста частичная релаксация упругих напряжений в пленке происходит на вершинах трехмерных объектов, островков, и за счет локальной деформации подложки под ними (рис. 1.1) [66, 67].

Толщина пленки, при которой начинается формирование островков, называется критической толщиной двумерного роста ($d_{кр}$). Величина $d_{кр}$ зависит как от параметров осаждаемой напряженной пленки (ее состава), так и от условий ее роста (температуры и скорости роста) [68, 69]. Для пленки Ge, осаждаемой на поверхность Si(001) при

температурах роста $> 500^{\circ}\text{C}$, критическая толщина двумерного роста лежит в диапазоне 3-5 монослоя (МС) ($1 \text{ МС} \approx 0.14 \text{ нм} = 6.27 \times 10^{14} \text{ атомов/см}^2$) [70]. Необходимо отметить, что образование островков не приводит к полному исчезновению двумерного слоя между островками, так как поверхностная энергия пленки Ge меньше поверхностной энергии Si(001) [66].

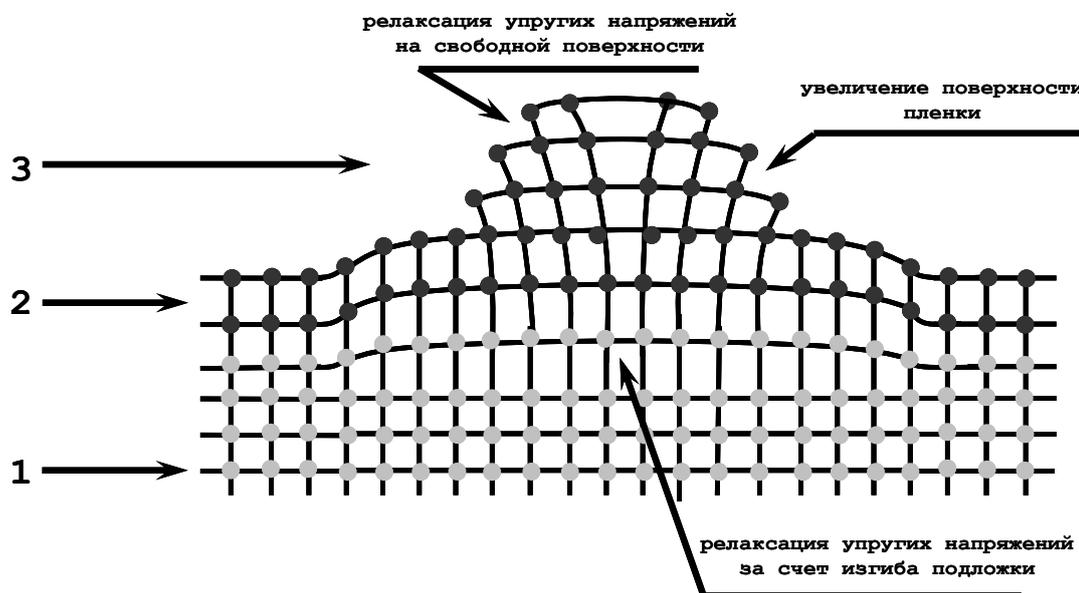


Рис. 1.1. Схематичное представление механизма релаксации упругих напряжений в когерентных островках. Цифрами на рисунке отмечены подложка (1), смачивающий слой (2) и островок (3).

Механизм зарождения островков различен для структур SiGe с большой ($> 80\%$) и малой ($< 80\%$) долей германия. Как показывают исследования [71, 72], для структур с малой долей германия формирование островков происходит за счет постепенного развития шероховатости поверхности и возникновения так называемых предпирамид (prepyramids) – плоских островков, объем которых увеличивается при дальнейшем осаждении Ge за счет роста отношения высоты к латеральному размеру. При достижении некоторого критического объема предпирамиды трансформируются в пирамиды – островки, имеющие на начальном этапе роста форму усеченной пирамиды, которые затем приобретают пирамидальную форму. Для слоев с большой долей германия характерно сохранение малой шероховатости поверхности вплоть до момента образования пирамидальных островков [73]. При эффективной толщине осажденного Ge ≥ 5 МС на поверхности могут наблюдаться когерентные (бездефектные) островки трёх основных типов: hut-кластеры, пирамидальные и куполообразные (dome) островки. Hut-кластеры имеют форму призмы, с прямоугольным

основанием, вытянутым вдоль кристаллографических направлений [100] или [010] [71] и образуются при низких температурах роста ($T_g < 600$ °C) [14, 74]. Эти островки имеют в качестве боковых граней плоскости типа {105} [67]. Пирамиды (pyramids) – это островки пирамидальной формы с квадратным основанием, которые образуются при всех температурах роста [75] и не исчезают при отжиге структур [76]. По форме эти островки отличаются от hut-кластеров только формой основания [67]. Dome-островки – островки, имеющие куполообразную форму, с большим отношением высоты к латеральному размеру и более сложной огранкой, чем пирамидальные [75, 77, 78]. У таких островков кроме боковых граней с ориентацией типа {105} появляются фасетки с большим углом наклона к основанию островка, и имеющие ориентацию типа {102}, {113} и {15 3 23} [75, 79, 80]. Куполообразные островки имеют большее по сравнению с пирамидальными островками отношение высоты к латеральному размеру, поэтому релаксация упругих напряжений в них происходит более эффективно. Установлено, что в pyramids происходит релаксация ~20% упругих напряжений, а в domes – около 50% [68]. При температурах роста $T_g \geq 600$ °C куполообразные островки появляются на поверхности при эквивалентной толщине осажденного Ge $d_{Ge} = 5-6$ МС, а при $d_{Ge} = 7-8$ МС они становятся доминирующим типом островков на поверхности [78]. При увеличении количества осаждаемого материала упругая энергия системы с островками продолжает увеличиваться, хоть и медленнее, чем в случае однородной пленки. При определенном количестве осажденного материала накопленной упругой энергии становится достаточно для преодоления энергетического барьера, связанного с появлением дислокации [81]. Образование дислокаций в когерентных островках может происходить как за счет зарождения дислокаций у основания отдельного островка, в области концентрации упругих напряжений [82], так и за счет срачивания близко расположенных островков [83]. В результате образования дислокации снимается часть упругих напряжений в островке и происходит быстрый рост дислоцированных островков [84], что существенно увеличивает разброс островков по размерам, при этом размеры дислоцированного островка зависят от числа дислокаций в нём [84].

Оптические и электрические свойства структур с самоформирующимися SiGe островками определяются такими параметрами островков как их размеры, состав, форма, поверхностная плотность, а также разбросом по этим параметрам. Параметры островков, как и их свойства, существенно зависят от условий формирования, одним из основных среди которых является температура роста. Одним из интересных физических явлений, обнаруженных при изучении самоформирующихся наноструктур, образующихся при осаждении Ge на подложку Si(001), является образование SiGe раствора в островках [85, 86,

87, 88, 89]. Образование SiGe раствора в островках было обнаружено различными методами [85, 86, 88, 89] и связывается с ускоренной неоднородными полями упругих напряжений диффузией Si в островки [85, 86, 88, 89]. Из-за образования SiGe сплава наноструктуры, формирующиеся при осаждении Ge на Si(001), принято называть «Ge(Si) самоформирующиеся наноструктуры». Состав Ge(Si) островков существенно зависит от температуры их формирования. Уменьшение температуры роста структур сопровождается увеличением доли Ge в островках, связанным с подавлением диффузии кремния в островки [88, 89]. Например, в работе [77] было показано, что понижение температуры роста с 750⁰ до 600⁰С приводит к увеличению доли Ge в островках с ~ 45% до 70 - 75%. Отметим, что Ge(Si) островки характеризуются неравномерным распределением состава и упругих напряжений по островку. Обнаружено, что в пирамидальных и куполообразных островках наблюдается равномерное увеличение среднего в плоскости роста содержания Ge при переходе от основания островка к вершине [90], содержание Ge в куполообразных островках ниже, чем в пирамидах [91].

Температура осаждения также оказывает существенное влияние на размеры и форму Ge(Si) островков. Как было отмечено выше, в результате осаждения Ge при низких температурах $300^{\circ}\text{C} \leq T_p \leq 580^{\circ}\text{C}$ после образования смачивающего слоя наблюдалось формирование hut-кластеров и пирамид [67, 75, 85]. Формирование островков в результате осаждения Ge при высоких температурах $580^{\circ}\text{C} \leq T_p \leq 840^{\circ}\text{C}$ имеет более сложный характер: на начальных этапах роста островков наблюдается формирование пирамид, которые увеличиваются в размерах с увеличением количества осаждённого Ge и при достижении некоторого критического объема трансформируются в куполообразные островки. В определённом интервале толщин осаждённого Ge на поверхности роста присутствуют островки как пирамидальной, так и куполообразной формы и наблюдается бимодальное распределение островков по размерам и форме [73, 75, 76, 78]. При этом размеры как пирамид, так и куполов увеличиваются с увеличением температуры роста благодаря увеличению длины поверхностной диффузии адатомов при увеличении температуры роста, а также благодаря увеличению содержания Si в островках [92].

Для исследования многих физических свойств Ge(Si) островков и для практического использования структур с наноструктурами необходимо, чтобы островки не находились на поверхности структуры, то есть имели покровный слой Si. В то же время, в процессе зарастания островков происходит существенное изменение их параметров [93, 94, 95]. В частности, рост покровного слоя Si при высоких температурах приводит к уменьшению высоты и к увеличению латеральных размеров островков, а также к изменению их состава

[93, 94, 95]. Изменение, как геометрических параметров, так и состава островков связано с взаимодиффузией атомов Si и Ge в процессе зародивания островков [93, 94, 95]. Сохранения геометрических параметров островков можно добиться с помощью понижения температуры осаждения покровного слоя, что приводит к подавлению взаимодиффузии атомов Si и Ge [88]. В нескольких работах было показано, что в зародившихся островках содержание Ge резко увеличивается по мере удаления от интерфейса островок-подложка, однако быстро выходит на насыщение, и далее практически не меняется в отличие от незародившихся островков, в которых содержание Ge постепенно увеличивается при движении от интерфейса островок-подложка к вершине [88, 96].

Еще одним важным параметром, влияющим на оптические свойства структур с Ge(Si) островками, наряду с размерами и формой островков, является их поверхностная плотность [97, 98, 99]. Основными факторами, влияющими на величину поверхностной плотности островков, являются количество осаждённого материала, температура роста, скорость осаждения материала, состояние поверхности. Зависимость поверхностной плотности от количества осаждённого материала выражается в быстром росте поверхностной плотности островков на начальных стадиях роста. Однако в процессе дальнейшего увеличения количества осажденного материала поверхностная плотность быстро приходит к насыщению и почти не меняется [100]. Увеличение температуры роста способствует уменьшению поверхностной плотности островков за счет увеличения длины диффузии адатомов по поверхности [101].

Для увеличения объемной плотности островков используется рост многослойных SiGe гетероструктур с островками. Известно [82], что если соседние слои с островками в многослойной структуре разделены не слишком толстым слоем кремния, островки в предшествующем слое могут влиять на зарождение и рост островков в последующем слое. Это приводит как к вертикальной корреляции островков (островки в разных слоях расположены друг над другом), так и к более равномерному распределению островков по поверхности и однородному распределению их по размерам в верхних слоях многослойных структур [82, 102]. Вертикальная корреляция между островками в соседних слоях связана с тем, что поля упругих напряжений островков, проникая сквозь барьерный слой Si, способствуют зарождению островков в следующих слоях над уже существующими островками в первом слое [82, 102]. Кроме того, для многослойных структур характерно увеличение однородности распределения островков по поверхности и уменьшение разброса их размеров с увеличением числа слоев с островками, которое связывается с несколькими факторами. Во-первых, поля упругих напряжений близко расположенных островков,

распространяясь через разделительный слой кремния, перекрываются, что приводит к образованию лишь одного островка над ними [82]. Во-вторых, если расстояния между соседними островками в нижележащем слое достаточно велики, то в верхних слоях структуры происходит образование ещё одного островка. Влияние островков предыдущего слоя на зарождение островков в последующем слое зависит от параметров самих островков, а также толщины разделительного Si слоя. При больших толщинах разделительного Si слоя рост островков в соседних слоях происходит независимо друг от друга [42]. С уменьшением толщины разделительного слоя начинают проявляться эффекты корреляции и вертикального упорядочения островков [20]. Из-за воздействия неоднородных полей упругих напряжений от островков нижележащих слоев, в более высоких слоях Ge(Si) островки начинают формироваться при меньшем количестве осажденного Ge, что приводит к уменьшению толщины смачивающего слоя и увеличению размеров островков при сохранении количества осаждаемого Ge [92, 103]. При этом содержание Ge в островках вышележащих слоёв многослойных структур меньше, чем в островках предыдущих слоёв [104]. Этот результат связывается с увеличением диффузии Si в островки в процессе формирования островков в верхних слоях многослойной структуры. Усиление ускоренной упругими напряжениями диффузии Si в островки объясняется увеличением упругой энергии, накопленной в структуре, с увеличением числа выращенных слоёв.

Одним из условий использования самоформирующихся наноостровков и КТ в электронных приборах, в том числе в устройствах, работа которых основана на законах и принципах квантовой механики [105] и однофотонных излучателях [40], является создание пространственно упорядоченных массивов этих нанообъектов. В настоящее время для создания структур с упорядоченными островками, характеризующимися малым разбросом по составам и размерам, используется рост на структурированных подложках [104, 106, 107, 108, 109, 110, 111]. В данном случае формирование островков начинается в областях с искусственно созданными (как правило, с помощью электронной литографии и ионного травления) неровностями (центрами зарождения), что позволяет контролировать расположение формирующихся островков на подложке. При этом параметры островков существенно зависят от типа структурирования подложки [109]. Кроме того, рост островков на структурированных подложках не только способствует уменьшению разброса по размеру и составу между островками, но и приводит к уменьшению градиента распределения Ge внутри одиночных островков в сравнении с островками, сформированными на обычных подложках Si(001) [110]. Использование структурированных подложек позволяет получать

светоизлучающие структуры с более интенсивным и спектрально узким сигналом люминесценции при низких температурах [104, 106, 108].

Как будет подробно показано ниже, одним из препятствий для эффективной излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si) островками является слабая пространственная локализация электронов вблизи островка. Для решения данной проблемы предлагались различные подходы, и один из них – встраивание Ge(Si) островков в напряженные (растянутые) слои Si (далее Ge(Si)/sSi островки) [53]. В результате улучшения пространственной локализации носителей заряда в данном типе структур наблюдается существенное увеличение интенсивности сигнала фотолюминесценции при температуре 77 К и уменьшение ширины линии излучения (подробнее см. раздел 1.2.6) [53].

Для роста данного типа структур, как правило, используются релаксированные SiGe буферные слои. С точки зрения формирования островков, основным отличием данного типа структур от структур, сформированных на подложке Si(001), является меньшее рассогласование постоянной решетки между осаждаемым Ge и подложкой. Было показано, что качественно рост Ge(Si)/sSi островков при увеличении количества осажденного Ge совпадает с ростом Ge(Si)/Si(001) островков, однако был обнаружен ряд количественных различий [53, 54, 112]. В частности, для структур с Ge(Si)/sSi островками наблюдается зависимость критической толщины двумерного роста как от доли Ge в релаксированном SiGe/Si(001) буфере, так и от толщины sSi слоя под островками [53, 54]. При этом при формировании островков непосредственно на SiGe буфере (без sSi подслоя), несмотря на меньшее рассогласование кристаллических решеток Ge и подложки, критическая толщина двумерного роста оказывается меньше, чем в случае роста на кремнии, что связывается с более высокой шероховатостью поверхности релаксированного SiGe буфера по сравнению с Si(001) подложками [54]. Также для GeSi/sSi островков резкое изменение морфологии островков, доминирующих на поверхности (переход от куполообразных к hut-кластерам), происходит при более высоких температурах (630 – 600 °C) по сравнению с ростом Ge(Si)/Si(001) островков (600 – 550 °C) [53]. Это связывается как с меньшим рассогласованием кристаллических решеток Ge(Si)/sSi островка и релаксированного буферного слоя, так и с несколько большей поверхностной плотностью островков в случае их роста на релаксированных SiGe буферных слоях [53]. Кроме того, среднее содержание Ge в Ge(Si)/sSi островках оказывается на 10 – 12 % выше содержания Ge в Ge(Si)/Si(001) островках, сформированных при той же температуре [112]. Как было указано выше, на формирование Ge(Si)/sSi островков существенное влияние оказывает толщина предосажденного sSi слоя [112]. В частности, наиболее существенные изменения параметров

островков происходят в интервале толщин напряженного Si под островками 0 – 0.55 нм, в то время как в интервале толщин 1 – 3 нм параметры островков слабо зависят от толщины sSi слоя, что связывается с изменением шероховатости поверхности при осаждении растянутого слоя Si [112].

1.2. Оптические свойства структур с Ge(Si)/Si(001) островками.

Одной из основных задач, стоящих перед современной оптоэлектроникой, является создание эффективно излучающих структур на основе кремния, необходимое для успешной интеграции на одном чипе электронных и оптических компонент. И как отмечалось выше, в качестве одного из путей решения данной задачи рассматривается использование низкоразмерных SiGe гетероструктур, в частности – структур с самоформирующимися Ge(Si) островками. Работы в направлении создания излучателей на базе SiGe структур невозможны без тщательного исследования оптических свойств Ge(Si) островков.

Наиболее широко исследуемыми структурами на основе твердого раствора SiGe являются структуры с SiGe квантовыми ямами и Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенными на подложках Si(001), так как эта кристаллографическая ориентации Si подложки используется для создания интегральных схем. Как известно, Si, Ge, а так же SiGe сплав во всем диапазоне составов являются непрямозонными материалами. При этом сплав $Si_{1-x}Ge_x$ при $x < 0.85$ обладает зонной структурой, характерной для Si (минимум в зоне проводимости соответствует Δ -долине) [1, 113, 114, 115]. Гетерограница Si и Ge является гетерограницей II-типа, причем слой Ge образует глубокую яму для дырок и барьер для электронов [1, 116, 117] Таким образом, в SiGe гетероструктурах, выращенных на подложках с кристаллографической ориентацией (001), возможно создание потенциальных ям для электронов в слоях Si, а для дырок – в германий содержащих слоях (рис. 1.2). Из-за гетерограницы II-типа сигнал люминесценции в низкоразмерных SiGe структурах связывается с пространственно непрямой излучательной рекомбинацией электронов и дырок через гетерограницу квантовой ямы [118] (рис. 1.2а) или островка [11,119,120] (рис. 1.2б). Отметим, что сигнал люминесценции Ge(Si) островков наблюдается в более длинноволновой области в сравнении с сигналом люминесценции SiGe квантовых ям [43]. Это связано, в частности, с ограничениями, накладываемыми критической толщиной псевдоэпитаксиального роста в структурах с SiGe квантовыми ямами [43]. Из-за малой критической толщины псевдоэпитаксиального роста на положение уровней дырок в тонких напряженных SiGe слоях существенное влияние оказывают эффекты размерного квантования. Поэтому энергетический уровень дырок в них находится вдали от потолка валентной зоны слоя и близко к потолку валентной зоны Si (рис. 1.2). В результате

наименьшая достижимая энергия излучательного перехода в SiGe квантовых ямах соответствует длине волны ~ 1.4 мкм (рис. 1.2в) [43]. В то же время, благодаря частичной релаксации упругой энергии, Ge(Si) самоформирующиеся островки имеют высоту большую, чем критическая толщина псевдоэпитаксиального роста SiGe слоя с тем же составом, что и средний состав островка. Большее значение размеров Ge(Si) островков в направлении роста по сравнению с толщиной SiGe квантовой ямы того же состава вызывает уменьшение влияния эффектов размерного квантования на положение основного энергетического уровня дырок в островках, и он смещается ко дну валентной зоны островка. Увеличение глубины потенциальной ямы для дырок в островках приводит к уменьшению энергии оптического перехода, связанного с излучательной рекомбинацией дырок в островках и электронов в Si на гетерогранице с островком (рис. 1.2б, в). Согласно экспериментальным данным и расчету зонной диаграммы глубина потенциальных ям для дырок в островках в зависимости от условий роста составляет 200 – 400 мэВ [51], что значительно превосходит значения, характерные для SiGe квантовых ям. Глубина потенциальной ямы для дырок, определяемая положением уровней размерного квантования в островке и величиной разрыва зон на гетерогранице островок/Si, зависит от состава, деформации и размеров островка. Таким образом, параметры Ge(Si) островков влияют как на спектральное положение сигнала ФЛ Ge(Si) островков, так и на эффективность локализации носителей заряда.

Потенциальная яма для электронов образуется в кремнии, на гетерогранице с островком, полями упругих напряжений и кулоновским потенциалом дырок, локализованных в Ge(Si) островках (рис. 1.2б). Согласно расчетам зонной диаграммы глубина потенциальной ямы для электронов на гетерогранице островок/Si для однослойных структур с островками составляет $\sim 20 - 30$ мэВ [51, 121]. Локализация электронов в этой квантовой яме увеличивает неопределенность их квазиимпульса в направлении роста, что приводит к увеличению вероятности излучательного перехода без участия фонона [122]. Однако из-за пространственного разделения электронов и дырок, вызванного тем, что Si и Ge имеют гетерограницу II рода, эффективность излучательной рекомбинации в островках остается относительно низкой.

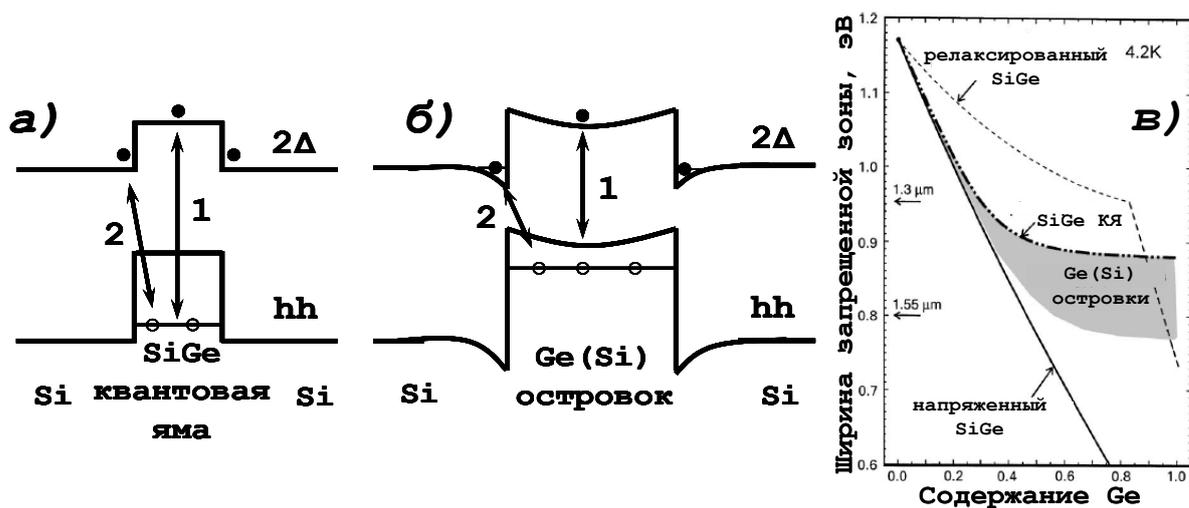


Рис. 1.2. Схематическое изображение зонных диаграмм структур с SiGe квантовыми ямами (а) и самоформирующимися Ge(Si)/Si(001) островками (б). Стрелками показаны прямые (1) и непрямые (2) в реальном пространстве оптические переходы. в) Ширина запрещенной зоны SiGe при 4.2 К: релаксированный объемный SiGe (пунктирная линия), напряженный объемный SiGe (сплошная линия), SiGe квантовые ямы (минимальная достижимая ширина запрещенной зоны) (штрих-пунктирная линия), Ge(Si) островки (серая область). Рисунок адаптирован из работы [43].

К настоящему времени, несмотря на трудности, связанные с непрямозонностью материалов в k -пространстве и разделением электронов и дырок в реальном пространстве, целый ряд исследовательских групп продемонстрировали структуры с Ge(Si) островками, в которых при комнатной температуре наблюдается сигнал фото- и электролюминесценции в области длин волн 1,2 – 1,7 мкм [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22]. Кроме того, в структурах с Ge(Si) наноструктурами наблюдается фотопроводимость в области длин волн 1,3 – 4 мкм при комнатной температуре [23, 24, 25, 26, 27], что делает возможным создание на основе этих структур приемников ближнего и среднего диапазона инфракрасного излучения. Исследования механизмов фотопроводимости в структурах с Ge(Si) островками показали [23], что фотопроводимость в области длин волн ≤ 2 мкм связана с межзонными переходами носителей заряда из валентной зоны островков в зону проводимости, в то время как сигнал фотопроводимости в области длин волн 2 – 4 мкм связан с внутризонными переходами дырок из валентной зоны островка в валентную зону кремния [23].

1.2.1 Фотолюминесценция структур с Ge(Si)/Si(001) островками.

Изначально фотолюминесцентные исследования структур с Ge(Si) островками были сосредоточены не только на изучении процессов излучательной рекомбинации в SiGe

гетероструктурах, но и помогали изучению процессов формирования островков. Существует большое количество работ [69, 97, 102, 119, 120, 123, 124, 125, 126], посвященных изучению этапов формирования Ge(Si) островков при различных условиях роста методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ). В основе данных исследований лежит связь между морфологией поверхности структуры, содержанием германия в островках, их размерами и спектрами ФЛ исследуемых структур. Как известно, рост островков по механизму Странского-Крастанова начинается с формирования смачивающего слоя (см. раздел 1.1.), который представляет из себя квантовую яму с высоким содержанием Ge. Поэтому на начальных стадиях роста (двумерный рост структур), при толщине осаждённого Ge менее 4 - 5 МС (в зависимости от условий роста), в спектрах ФЛ GeSi гетероструктур наряду с сигналом от Si подложки наблюдаются серия интенсивных линий ФЛ, которые связываются с излучательной рекомбинацией носителей заряда в двумерном смачивающем слое без участия фононов (NP реплика) и различными фононными повторениями (рис. 1.3а). Линии, связанные с рекомбинацией носителей заряда в смачивающем слое, смещаются в сторону меньших энергий с увеличением толщины осаждённого Ge. Это происходит в связи с уменьшением энергии оптического перехода между электронами в Si и дырками в смачивающем слое Ge, поскольку основной уровень дырок в смачивающем слое приближается к потолку валентной зоны Ge в результате уменьшения эффектов размерного квантования (рис. 1.3).

При количестве осаждённого Ge более 4 - 5 МС, что соответствует критической толщине двумерного роста, начинается формирование островков, и, наряду с сигналом ФЛ от смачивающего слоя, в области энергий 0,75 – 0,9 эВ появляется широкий пик ФЛ, который связывается с оптической рекомбинацией носителей заряда в островках (рис. 1.3а) [97]. При образовании островков происходит уменьшение толщины двумерного смачивающего слоя, что вызвано переходом части атомов из смачивающего слоя в островки, поскольку химический потенциал островков меньше химического потенциала смачивающего слоя [71]. Уменьшение толщины смачивающего слоя после образования островков отражается в смещении пиков ФЛ от смачивающего слоя в сторону более высоких энергий (рис. 1.3). По мере увеличения количества осаждённого Ge растут размеры, и увеличивается поверхностная плотность островков, что приводит к росту интенсивности сигнала ФЛ от островков. Интенсивность сигнала ФЛ от смачивающего слоя при этом падает, что может быть связано с более эффективным захватом дырок в островки по сравнению со смачивающим слоем вследствие большей глубины потенциальной ямы для дырок. Сигнал ФЛ от смачивающего слоя в структурах с Ge(Si) островками, как правило, наблюдается при

низких температурах в диапазоне энергий 0.9 – 1.0 эВ. Различные группы исследователей наблюдали при увеличении мощности возбуждающего излучения для сигнала ФЛ смачивающего слоя поведение, характерное как для гетероструктур II типа [123], так и для гетероструктур I типа [127].

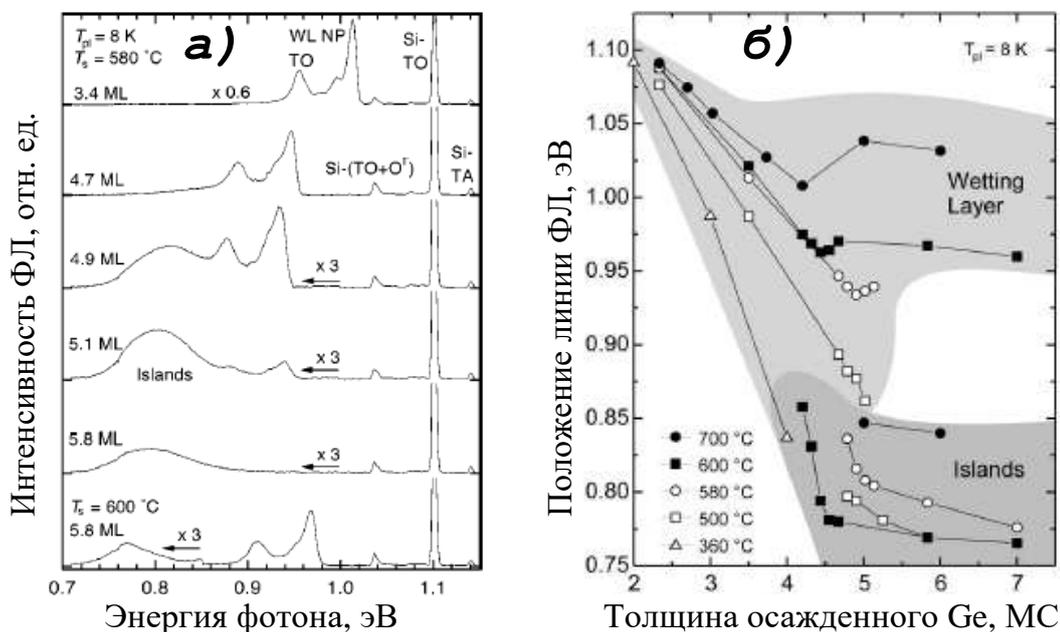


Рис.1.3 а) Спектры ФЛ SiGe/Si(001) структур с различным количеством осаждённого Ge, выращенные при температурах 600 °С (нижний спектр) и 580 °С (остальные спектры). WL – смачивающий слой, NP – переход без участия фононов, ТО – переход с участием поперечного оптического фонона. б) Зависимость для различных температур роста положения линий ФЛ, связанных с излучательной рекомбинацией в смачивающем слое (wetting layer) и островках (islands), от толщины осажденного Ge слоя. Рисунки адаптированы из работы [97].

Как отмечалось выше, сигнал ФЛ Ge(Si) островков связывается с пространственно непрямой рекомбинацией дырок, локализованных в островке, и электронов, находящихся в слоях кремния на гетерогранице с островком (рис. 1.2б). Как правило, данный сигнал представляет собой широкую линию ФЛ с максимумом, лежащим в диапазоне энергий 0.6 – 0.9 эВ в зависимости от параметров островков (рис. 1.4). Положение линии ФЛ Ge(Si) островков зависит от размера островков, их состава и величины остаточных упругих напряжений в островке. В частности, при понижении температуры роста в интервале температур 750 – 600 °С, в котором доминирующим типом островков на поверхности являются dome-островки, наблюдается смещение положения максимум сигнала ФЛ от островков в область меньших энергий более чем на 100 мэВ [20, 78]. Данное смещение вызвано увеличением доли Ge в островках при понижении температуры роста [78, 128]. С

ростом доли Ge в островках происходит увеличение разрыва валентных зон на гетерогранице кремний/островок, и, как следствие, уменьшение энергии непрямого оптического перехода в островках (см. рис. 1.3б, рис. 1.4).

Увеличение размера островков в направлении роста приводит к смещению уровней размерного квантования в островках к потолку валентной зоны SiGe и, следовательно, уменьшению энергии излучательного перехода через гетерограницу островка. Наиболее ярко данный эффект проявляется при исследовании зависимости ФЛ Ge(Si) островков от температуры роста в диапазоне 550 – 600 °С (рис. 1.4). Как было отмечено в параграфе 1.1, при температуре ≥ 600 °С преобладающим типом островков являются dome-островки, высота которых может превышать 10 нм, а при температурах ≤ 550 °С – hut-островки, высота которых ≤ 2 нм. Резкое уменьшение средней высоты островков при понижении температуры роста с 600 °С до 550 °С вызывает существенное увеличение влияния квантово-размерных эффектов на положение энергетических уровней дырок в островках, и сопровождается сдвигом линии ФЛ Ge(Si) островков в область больших энергий на величину до 60 мэВ [78, 129] (рис. 1.4).

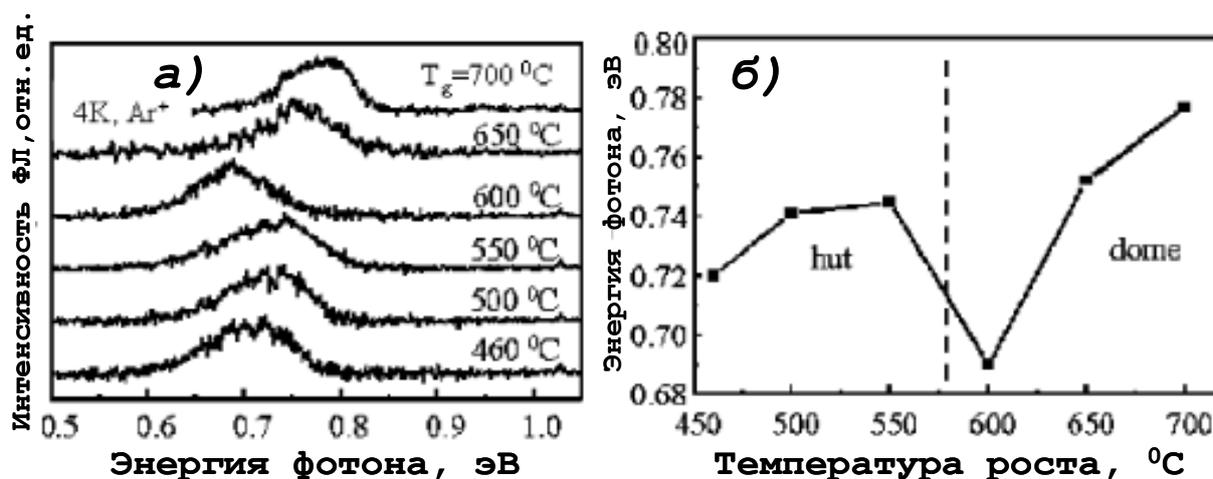


Рис. 1.4. а) Спектры ФЛ структур с Ge(Si)/Si островками, сформированными при различных температурах. б) Зависимость положения пика ФЛ, связанного с пространственно не прямой излучательной рекомбинацией в Ge(Si) островках, от температуры роста структур. Рисунки взяты из работы [129].

Авторы большинства работ, посвященных исследованию люминесценции Ge(Si) островков, отмечают, что в сигнале в ФЛ островков может быть выделено две компоненты, разнесенные на 30 – 60 мэВ. В ряде работ данные компоненты в спектре ФЛ связываются с бимодальным распределением островков по размерам, когда двум различным группам островков соответствуют различные энергии излучательного перехода [42, 120]. Более

распространенным объяснением описываемой двухкомпонентной структуры спектра ФЛ Ge(Si) островков является наблюдение сигнала ФЛ, связанного с оптическими переходами в островках с участием и без участия поперечного оптического фонона (ТО-фонон) [44, 123, 130] (рис. 1.5). Данные компоненты могут быть разнесены на величину энергии, соответствующую колебаниям решетки Si-Si (58 мэВ) [45], Ge-Ge (34 мэВ) [108] и Si-Ge (49 мэВ), а также на некоторую промежуточную величину, соответствующую суперпозиции спектров, связанных с различными видами задействованных фононов. При этом при увеличении содержания Ge в островках увеличивается вклад переходов с участием Ge-Ge фононов [3], что может вызывать уменьшение ширины линии ФЛ Ge(Si) островков за счет уменьшения интенсивности низкоэнергетического края, так как энергия фонона, отвечающего колебаниям решетки Si-Si (58 мэВ), меньше энергии фонона, соответствующего колебаниям Ge-Ge (34 мэВ).

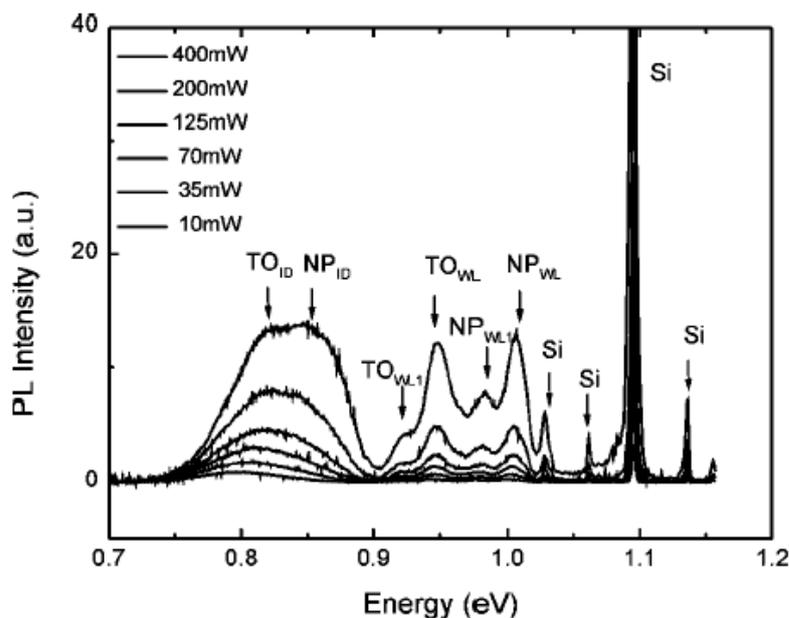


Рис. 1.5. Спектры ФЛ двухслойной структуры с Ge(Si)/Si(001) островками, полученные при различных мощностях возбуждающего излучения. Стрелками отмечены линии ФЛ, соответствующие излучательным переходам с участием и без участия поперечного оптического фонона в островках (ID) и смачивающих слоях (WL). Рисунок из работы [127].

Как правило, Ge(Si) островки характеризуются достаточно сильным разбросом по параметрам: размерам, форме, упругим напряжениям и содержанию Ge. Более того, состав и упругие напряжения неоднородны в том числе и внутри одного островка. Это приводит к наличию в спектрах ФЛ Ge(Si) островков сильного неоднородного уширения. Совокупность двухкомпонентности сигнала ФЛ Ge(Si) островков и неоднородного уширения сигнала ФЛ

приводит к наблюдению широкой линии ФЛ Ge(Si) островков (вплоть до 150 мэВ) [1, 46, 121]. Как отмечалось в предыдущем разделе, для уменьшения разброса параметров островков в настоящее время используется подход, состоящий в формировании упорядоченных островков на структурированных подложках [105, 106, 107, 108, 109, 110]. Благодаря уменьшению неоднородного уширения линии люминесценции для данного типа структур, удалось достигнуть ширины безфонного пика в спектре ФЛ упорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков 20 -30 мэВ при температуре 5-10 К [106, 107]. Это Рис. 1.9. ФЛ одиночной Ge(Si) квантовой точки (16 мэВ при температуре 40 К [111]), чем в случае формирования Ge(Si) островков на неструктурированных подложках [106, 107].

Для увеличения интенсивности ФЛ структур с Ge(Si) островками используется рост многослойных структур. Помимо увеличения объемной плотности островков, создание многослойных структур позволяет улучшить пространственную локализацию электронов вблизи островков, что должно приводить к увеличению эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с островками. В этом случае, тонкие разделительные слои Si играют роль квантовых ям для электронов [12, 131]. При уменьшении толщины слоев Si, разделяющих соседние слои с островками, влияние на эффективность локализации носителей заряда в активном слое структуры и положение линии ФЛ оказывают два основных конкурирующих фактора. Первый фактор – накопление упругих напряжений в структуре от слоя к слою, приводящее к увеличению глубины квантовых ям для электронов за счет увеличения деформации растяжения кремниевого слоя. Второй – диффузионное перемешивание германия и кремния, приводящее к уменьшению содержания германия в островках (следовательно, менее глубоким потенциальным ямам для дырок) и «выглаживанию» зонной диаграммы структуры в целом. Авторы работ [12, 131] показывают, что при уменьшении толщины разделительных слоев кремния процессы перемешивания материалов оказываются доминирующими и приводят к падению эффективности излучательной рекомбинации и снижению температурной стабильности сигнала ФЛ в многослойных структурах с Ge(Si) островками (рис. 1.6а). Отметим, что об уменьшении доли Ge в островках при уменьшении толщины разделительных слоев свидетельствует смещение линии ФЛ островков в область больших энергий (рис. 1.6б).

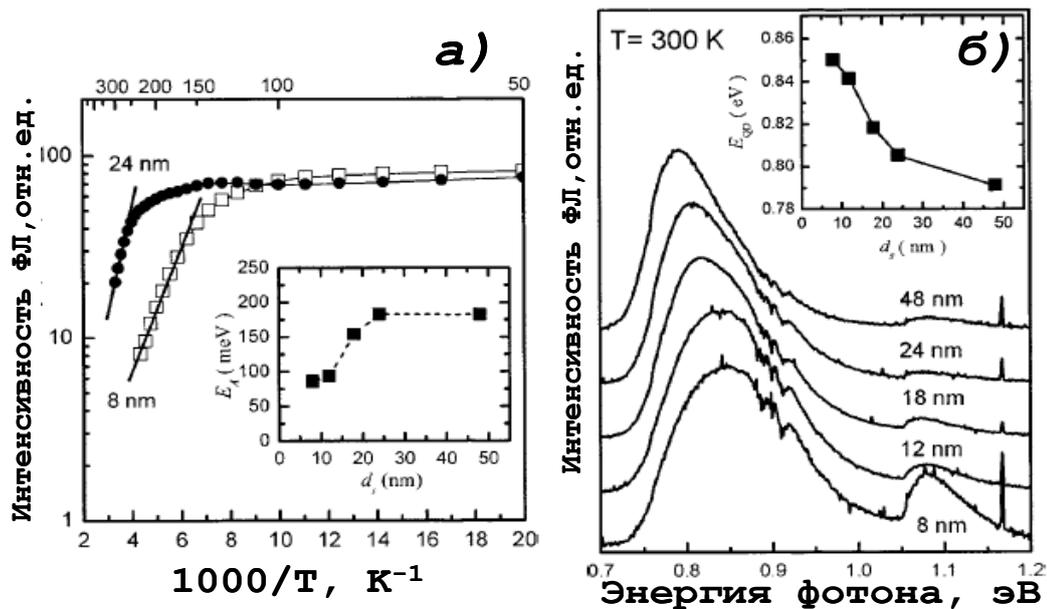


Рис. 1.6. а) Температурные зависимости интегрального сигнала ФЛ Ge(Si) островков в многослойных структурах с разными толщинами разделительных слоев Si. На вставке приведена зависимость энергии активации, определяющей величину температурного гашения, от толщины разделительных слоев Si. б) Спектры ФЛ многослойных структур с различными толщинами разделительных Si слоев при комнатной температуре. На вставке приведена зависимость положения максимума ФЛ островков от толщины разделительного слоя. Рисунки адаптированы из работы [12].

По сравнению с однослойными структурами сигнал ФЛ от островков многослойных структур, выращенных при той же температуре, сдвинут в область больших энергий. Как уже отмечалось в разделе 1.1, в многослойных структурах наблюдается уменьшение содержания Ge в вышележащих слоях по сравнению с островками предыдущих слоёв [92]. Это приводит к снижению среднего содержания Ge в островках многослойной структуры по сравнению с однослойными, что в свою очередь вызывает обнаруженное смещение пика ФЛ от островков в область больших энергий. Кроме того, для многослойных структур с Ge(Si) островками характерно значительное уширение линии ФЛ островков по сравнению с однослойными структурами [132]. Уширение пика ФЛ от островков в многослойных структурах по сравнению с однослойными связывается с различием в составе островков, расположенных в различных слоях многослойной структуры.

Как уже было сказано, увеличение диффузионного перемешивание германия и кремния, приводящее к уменьшению содержания германия в островках, вызывает уменьшение температурной стабильности ФЛ Ge(Si) островков, связанное с уменьшением глубины потенциальной ямы для дырок [12, 131]. Авторы работы [46] рассматривали

температурные зависимости ФЛ Ge(Si) островков с различным содержанием Ge и так же отмечали улучшение температурной стабильности ФЛ островков с более высоким содержанием Ge. В своих более поздних работах [44, 133, 134] они провели подробное исследование температурной зависимости ФЛ Ge(Si) островков от 4 К до комнатной температуры. Во всем исследованном диапазоне температурные зависимости ФЛ островков демонстрировали монотонный спад, характеризующийся наличием двух участков с энергиями активации 15 мэВ (при $T < 100$ К) и 150-340 мэВ (при $T > 100$ К). Авторы связывают температурное гашение при низких температурах с диссоциацией экситонов и термическим выбросом электронов из квантовых ям в Si на гетерогранице с островком, а при высоких температурах – с термическим выбросом дырок, находящихся в островках.

Однако другая группа при исследовании температурной зависимости ФЛ многослойной структуры Ge(Si)/Si островками наблюдала возрастание интегральной интенсивности ФЛ островков в диапазоне температур 10-75 К, связываемое с переходом дырок из смачивающих слоев в островки [135]. При увеличении температуры измерения происходит термический заброс дырок в островки, связанный с небольшим потенциальным барьером между смачивающим слоем и островком. Накопление дырок в островках в свою очередь приводит к увеличению кулоновского изгиба зон и росту перекрытия волновых функций электронов и дырок, приводящему к увеличению вероятности их излучательной рекомбинации и, как следствие, интенсивности сигнала ФЛ. При температурах выше 75-80 К наблюдалось падение интенсивности ФЛ, аналогичное описываемому в работах [44, 46, 133, 134]. Причины наблюдаемого температурного гашения авторы [135] не обсуждают, однако можно предположить, что оно вызвано тем же механизмом, что и в других случаях [44, 46, 133, 134] – термическим выбросом дырок, находящихся в островках.

Как отмечалось во Введении, благодаря наблюдению сигнала люминесценции в области длин волн 1.3 – 1.55 мкм, структуры с Ge(Si) островками рассматриваются в качестве материалов для создания светоизлучающих приборов, совместимых с кремниевой технологией. Поскольку для приборных приложений необходимо использование электрической накачки, в литературе существует большое количество работ, посвященных исследованию излучательных свойств диодных структур с Ge(Si) островками [11, 13, 14, 15, 17, 18, 19]. Большинство исследовательских групп сообщают о наблюдении сигнала электролюминесценции (ЭЛ) Ge(Si) островков при комнатной температуре. При этом в условиях одинаковой скорости генерации электронно-дырочных пар в структуре максимум сигнала, связанного с рекомбинацией в островках, при электрической накачке наблюдается в более высокоэнергетической области спектра по сравнению с оптической накачкой. Это

связывается с большей эффективностью электрической накачки [22]. В настоящее время для диодов с Ge(Si)/Si островками сообщается о достижении внешней квантовой эффективности $\sim 0.04\%$ в спектральном диапазоне 1.3 – 1.8 мкм [19].

В настоящее время ведутся активные работы по увеличению эффективности излучательной рекомбинации в Ge квантовых точках за счет инженерии дефектов. Встраивание дефекта кристаллической решетки в Ge(Si) квантовую точку приводит к локализации электронов на дефектных состояниях в запрещенной зоне внутри квантовой точки [136]. Это способствует увеличению эффективности излучательной рекомбинации в данном типе квантовых точек как за счет уменьшения пространственного разделения носителей заряда, так и за счет увеличения вероятности излучательных переходов без участия фононов. К настоящему времени сообщается о создании pin-диодных структур с Ge квантовыми точками со встроенным дефектом, которые демонстрируют интенсивный сигнал ЭЛ в диапазоне 1.3 – 1.5 мкм при комнатной температуре и выше [136].

Благодаря развитию технологий наноструктурирования полупроводниковых материалов, в последние годы широкую популярность обрела идея увеличения эффективности излучательной рекомбинации в полупроводниковых структурах, в том числе, на основе кремния, за счет взаимодействия света с веществом в микрорезонаторах. Микрорезонаторы на основе фотонных кристаллов, дисковые микрорезонаторы и Ми-резонаторы являются в настоящее время объектами интенсивных исследований [28, 29, 30, 31]. В частности, именно в структурах с аморфными Ge квантовыми точками, встроенными в дисковые микрорезонаторы, сообщалось о наблюдении лазерной генерации [41]. Для структур с кристаллическими Ge(Si) островками к настоящему моменту таких успехов не достигнуто. Тем не менее, существует ряд исследований, направленных на изучение влияния эффектов локализации излучения в микродисковых и фотонно-кристаллических резонаторах на процессы спонтанной рекомбинации в этих материалах [32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40]. Продemonстрировано, что формирование на данном типе структур микрорезонаторов с фотонными кристаллами позволяет увеличить интенсивность ФЛ Ge(Si) островков в ~ 60 раз [32] и в ~ 150 раз [37] при комнатной температуре. Кроме того, существует ряд работ, посвященных созданию микрорезонаторных структур с Ge(Si) островками, для которых возможна электрическая накачка [35, 36, 37, 38]. Сообщается о наблюдении усиления сигнала электролюминесценции на резонансной длине волны в ~ 40 раз при комнатной температуре [38].

1.2.2. Влияние мощности оптического возбуждения на положение и ширину линии ФЛ Ge(Si) островков.

Как отмечалось выше, сигнал ФЛ, связанный с рекомбинацией в Ge(Si) островках, характеризуется большой шириной линии ФЛ из-за разброса параметров островков и наличия в спектре ФЛ составляющих, связанных с оптическими переходами с участием и без участия фононов. Однако большое влияние на ширину сигнала ФЛ структур с Ge(Si) островками также оказывает мощность оптического возбуждения. Во многих работах сообщается о значительном уширении спектра ФЛ Ge(Si) островков с ростом мощности возбуждения, а также его заметным смещением в высокоэнергетическую область [137, 138, 139]. Различные группы авторов сообщают о смещении пика ФЛ в область больших энергий на величины $\sim 20\text{-}30$ мэВ при увеличении мощности возбуждения на порядок [127, 137, 138].

Наблюдаемое значительное смещение и уширение сигнала ФЛ Ge(Si) островков при увеличении мощности возбуждения вызвано совокупностью причин. Первая из них – изгиб зон на гетерогранице Ge(Si) островка с Si, связанный с возрастанием электростатического взаимодействия пространственно разделенных дырок, локализованных в островках, и электронов, находящихся в Si слое вблизи островка [123]. Изгиб зон приводит к уменьшению эффективной ширины потенциальной ямы для электронов в Si и выталкиванию энергетического уровня электронов ко дну зоны проводимости в ненапряженном Si (рис. 1.2б). Данный тип изменения положения линии ФЛ с ростом мощности возбуждения характерен для всех структур с гетерограницей II типа и, в частности, для структур с SiGe квантовыми ямами [140]. В то же время, в ряде работ [127, 138] было отмечено, что сигнал ФЛ Ge(Si) островков смещается в область больших энергий существенно сильнее сигнала ФЛ, связанного с рекомбинацией носителей заряда в смачивающем слое (рис. 1.7а). Кроме того, значительно меньшее смещение линии ФЛ наблюдается и в структурах с SiGe квантовыми ямами [116,118]. Авторы [138] также обращают внимание на то, что механизм, связанный с искривлением энергетических зон в результате усиления кулоновского взаимодействия электронов и дырок, не может быть основным для Ge(Si) островков, так как одновременно со смещением сигнала ФЛ в синюю область возникает сильное уширение пика ФЛ островков (рис. 1.7б). В своей работе [138] они связывают уширение и синее смещение линии ФЛ Ge(Si) островков с заполнением дырками высокоэнергетических состояний в островках. Был произведен теоретический расчет плотности состояний тяжелых дырок в островках линзообразной формы (рис. 1.7в) [138]. Согласно расчетам, расстояние между уровнями размерного квантования в островке в ~ 5 раз больше, чем в SiGe квантовой яме аналогичного состава. Этим объясняется существенно больший сдвиг сигнала ФЛ Ge(Si)

островков в область больших энергий при увеличении мощности возбуждения по сравнению с квантовыми ямами. При этом расстояние между уровнями размерного квантования уменьшается по мере удаления от потолка валентной зоны Si(Ge) островка (по мере увеличения энергии размерного квантования), а плотность состояний увеличивается (рис. 1.7в). Это приводит к тому, что, начиная с определенных величин мощности возбуждения, заселение данных возбужденных уровней дырками, несмотря на увеличение интенсивности ФЛ, вызывает малозаметный сдвиг в область больших энергий. При этом при высоких мощностях возбуждения линия ФЛ Ge(Si) островков характеризуется несимметричной формой: высокоэнергетический край спектра имеет достаточно резкую зависимость от энергии (рис. 1.7б).

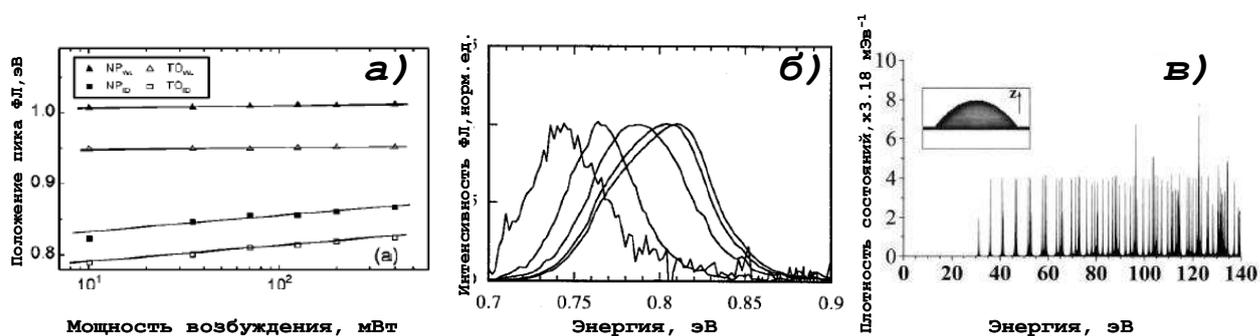


Рис. 1.7. а) Зависимость положения максимума сигнала ФЛ Ge(Si) островков (квадратные символы) и SiGe смачивающего слоя (треугольные символы) от мощности возбуждающего излучения. Рисунок из работы [127] б) Нормированные на максимум сигнала спектры ФЛ структуры с Ge(Si) островками при различных мощностях возбуждения. $T = 5$ К. в) Зависимость плотности состояний тяжелых дырок в линзообразных островках от энергии размерного квантования. Рисунки б) и в) из работы [138].

Уширение и сдвиг линии ФЛ структур с Ge(Si) островками в высокочастотную область при увеличении мощности возбуждения также могут быть вызваны перераспределением носителей заряда между островками, характеризующимися различными параметрами. В частности, существует ряд работ [104, 106], в которых авторы проводят сравнительное исследование зависимостей от мощности возбуждения ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными на гладких и структурированных подложках Si(001). Пространственно-упорядоченные островки, сформированные на структурированных подложках, характеризуются меньшим разбросом по размерам, а также более равномерным распределением Ge внутри островка [104, 106]. Это приводит к тому, что упорядоченные островки, выращенные на структурированных подложках, характеризуются более узкой

линией ФЛ, а также существенно меньшим сдвигом сигнала ФЛ в высокоэнергетическую область при увеличении мощности возбуждения (рис. 1.8) [104, 106]. При этом для сигнала ФЛ островков, сформированных на обоих типах подложек, характерно уширение с увеличением мощности, связанное с заполнением высокоэнергетических состояний в островках.

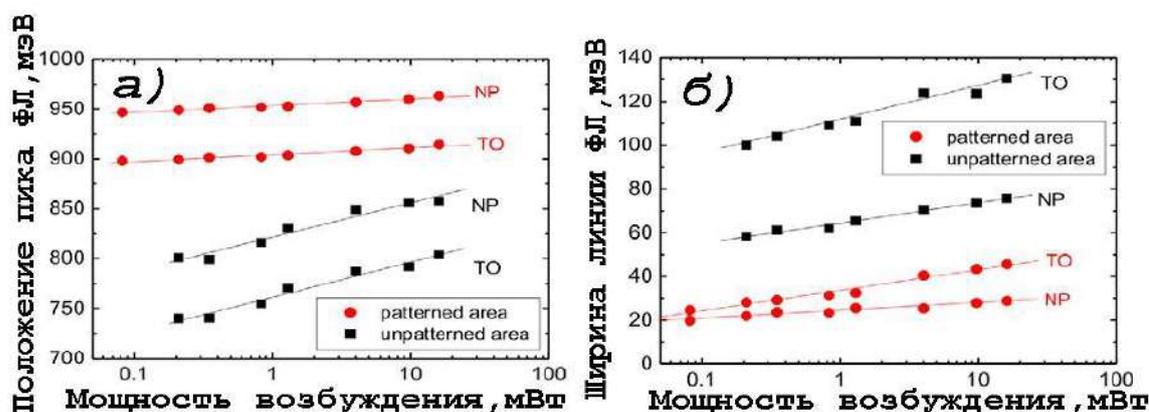


Рис. 1.8. Зависимости положения максимума ФЛ (а) и ширины линии ФЛ (б) структур с Ge(Si) островками, сформированными на гладких (unpatterned area) и структурированных (patterned area) Si(001) подложках. Рисунки из работы [104].

Таким образом, анализ литературы показывает, что сдвиг и уширение линии ФЛ Ge(Si) островков при увеличении мощности возбуждения ассоциируется сразу несколькими эффектами, связанными как с изменением в одном островке (искривление энергетических зон, обусловленное кулоновским потенциалом, заполнением более высокоэнергетических уровней в островках), так и с заполнением носителями заряда островков, обладающих различными параметрами.

1.2.3. Наблюдение пространственно прямых излучательных переходов в Ge(Si) островках.

Как отмечалось выше, сигнал ФЛ островков связывается с непрямыми в реальном пространстве оптическими переходами между дырками, локализованными в островке, и электронами, находящимися в Si на границе с островком (рис. 1.2) [11, 119, 120, 121, 122]. При этом благодаря гетерогранице второго рода с низким энергетическим барьером для электронов, последние могут преодолевать энергетический барьер и рекомбинировать с дырками, локализованными в островках, пространственно прямым образом [122] (рис. 1.2). Как правило, о наблюдении пространственно прямых переходов в эксперименте сообщается при температурах и мощностях возбуждающего излучения достаточно высоких для

преодоления электронами энергетического барьера в зоне проводимости островка [46, 141, 142, 143]. Тем не менее, поскольку сила осциллятора и перекрытие волновых функций для пространственно прямых переходов значительно выше, чем для пространственно непрямых [117], эффективная ФЛ, связанная с пространственно прямыми переходами, может наблюдаться и в условиях, когда тепловая энергия системы меньше высоты барьера для электронов [141]. Кроме того, ожидается, что ФЛ, связанная с пространственно прямыми излучательными переходами, должна характеризоваться более короткими излучательными временами в сравнении с ФЛ, связанной с пространственно непрямой рекомбинацией. Благодаря высокой эффективности пространственно прямой излучательной рекомбинации, при больших мощностях возбуждения (~ 100 мВт) уже при температуре 30 К интенсивность сигнала ФЛ, связываемого с пространственно прямыми переходами в островках, может превосходить интенсивность сигнала ФЛ от пространственно непрямых переходов [141, 142] (рис. 1.9а).

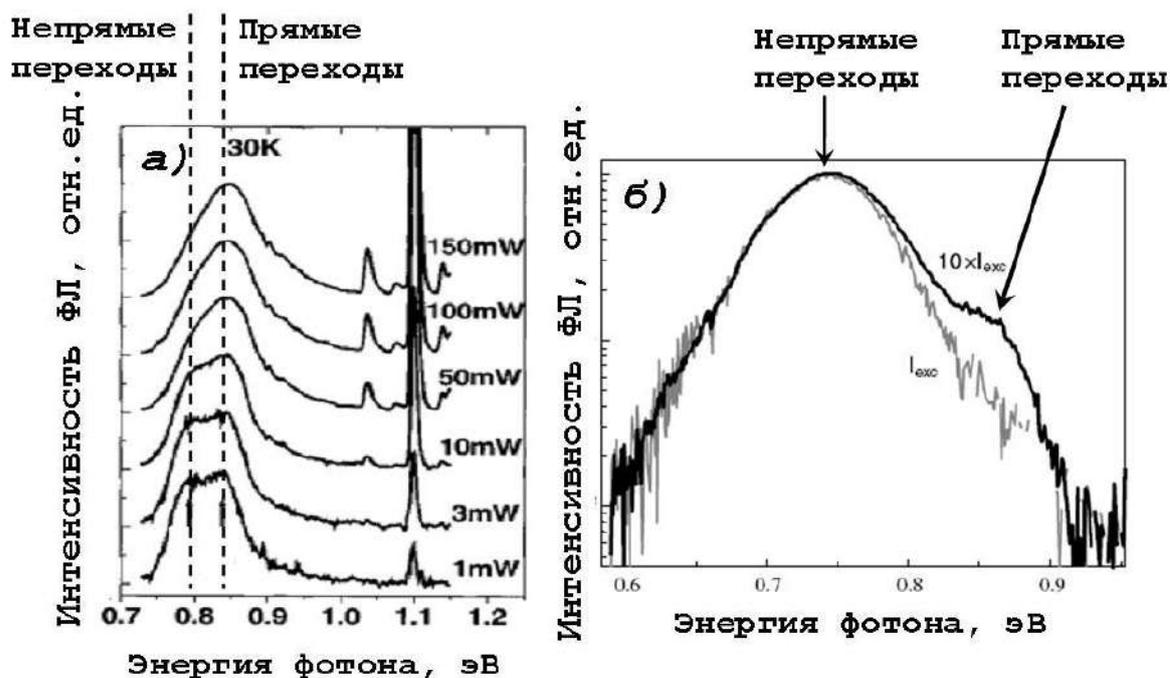


Рис. 1.9. Нормированные спектры ФЛ Ge(Si) островков при различных мощностях возбуждения при температуре 30 К (а) и 4 К (б). Рисунки адаптированы из работ [141] (а) и [46] (б).

Авторы [149] исследовали температурную зависимость спектра ФЛ Ge(Si) островков, характеризующегося ярко выраженной двухкомпонентной структурой, соответствующей излучательным переходам с участием и без участия ТО-фононов. Для исследованных структур наблюдается сближение фоновый и бесфононный пиков с ростом температуры,

которое авторы интерпретируют как изменение типа фонона, участвующего в излучательной рекомбинации, с фонона, соответствующего колебаниям атомов Si в Si решетке, на фонон, отвечающий колебаниям атомов Ge в Ge решетке. Такое изменение позволяет им говорить о пространственной локализации в островках носителей заряда обоих знаков и о переходе к пространственно прямой излучательной рекомбинации в островках при повышении температуры измерения.

Авторы [46] исследовали ФЛ Ge(Si) островков при импульсном оптическом возбуждении, и при значительном (~ 10 раз) увеличении мощности накачки в спектрах ФЛ появлялось плечо, связываемое с пространственно прямыми переходами в островках (рис. 1.9б). Благодаря использованию импульсной накачки и системы детектирования с временным разрешением, было так же установлено, что сигнал ФЛ вблизи 0.85 эВ обладает заметно более короткими (~ 5 мкс) временами спада интенсивности в сравнении с сигналом вблизи 0.75 эВ (~ 1 мс). Это является одним из аргументов подтверждения связи обнаруженного сигнала с пространственно прямыми переходами в островках.

1.2.4. Кинетические зависимости ФЛ Ge(Si) островков.

Как было указано в предыдущем параграфе, исследования кинетических характеристик излучательных свойств структур с Ge(Si) островками позволяют получить дополнительную информацию об излучательных процессах, происходящих в Ge(Si) островках. В частности, в работах [46, 47] отмечается, что сигнал ФЛ Ge(Si) островков с содержанием Ge > 0.5 характеризуется длинными (до десятка миллисекунд) временами спада, которые объясняются пространственным разделением носителей заряда в островках вследствие гетерограницы II типа и слабым перекрытием их волновых функций, а также низкой дефектностью исследуемых структур и хорошей пространственной локализацией носителей заряда в островках. При этом данные времена достаточно сильно зависят от содержания Ge в островках, что связано с увеличением высоты энергетических барьеров для электронов в зоне проводимости при увеличении содержания Ge в островках и, как следствие, более сильным пространственным разделением электронов и дырок [46]. Обнаруженные длинные излучательные времена в структурах с Ge(Si) островками демонстрируют сильную зависимость от энергии детектирования сигнала: низкоэнергетическая часть спектра характеризуется более медленными временами спада сигнала ФЛ, поскольку меньшая энергия излучения соответствует рекомбинации носителей заряда в областях с более высоким содержанием Ge и, как следствие, более сильным пространственным разделением заряда [46].

Кроме того, кинетические кривые ФЛ Ge(Si) островков характеризуются наличием нескольких участков спада интенсивности (рис. 1.10) [46]. В начальный момент времени сигнал ФЛ в исследованных структурах обладает временами спада ~ 10 мкс, которые слабо зависят как от содержания Ge в островках, так и от энергии детектирования сигнала (рис. 1.10а). При этом уменьшение мощности возбуждения приводит к практически полному подавлению сигнала, связанного с каналом быстрой рекомбинации (рис. 1.10б). Авторы [46] предполагают, что большая мощность возбуждения и большая плотность носителей заряда в островках приводят к существенному искривлению энергетических зон в структуре, в результате чего электроны оказываются не только в слое Si на гетерогранице островка, но и в самом островке. То есть в данной ситуации электроны и дырки пространственно не разделены, что значительно повышает эффективность излучательной рекомбинации. С увеличением времени, прошедшего после возбуждающего импульса, происходит уменьшение концентрации носителей заряда в островках вследствие процессов рекомбинации, что приводит к постепенному усилению пространственного разделения носителей заряда. Данному процессу соответствует промежуточный участок кинетической кривой ФЛ островков с временами 100-5000 мкс, на которой время жизни носителей заряда является функцией от их концентрации. (рис.1.10а).

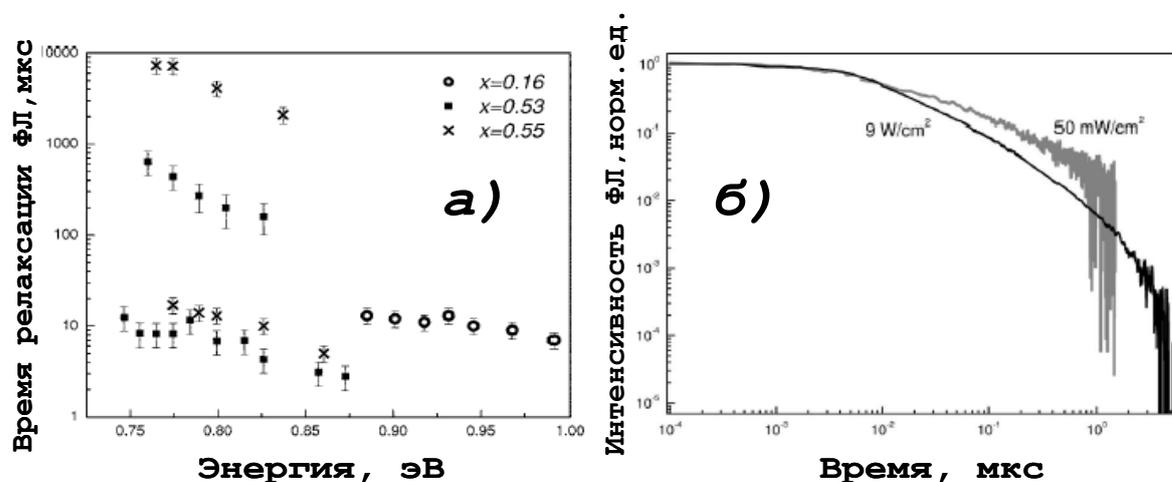


Рис. 1.10. а) Зависимости времен быстрого и медленного спада интенсивности ФЛ Ge(Si) островков от энергии детектирования сигнала для островков с различным содержанием Ge. б) Нормированные кинетические зависимости интенсивности ФЛ Ge(Si) островков, полученные при различных мощностях импульсного оптического возбуждения. Рисунки взяты из работы [46].

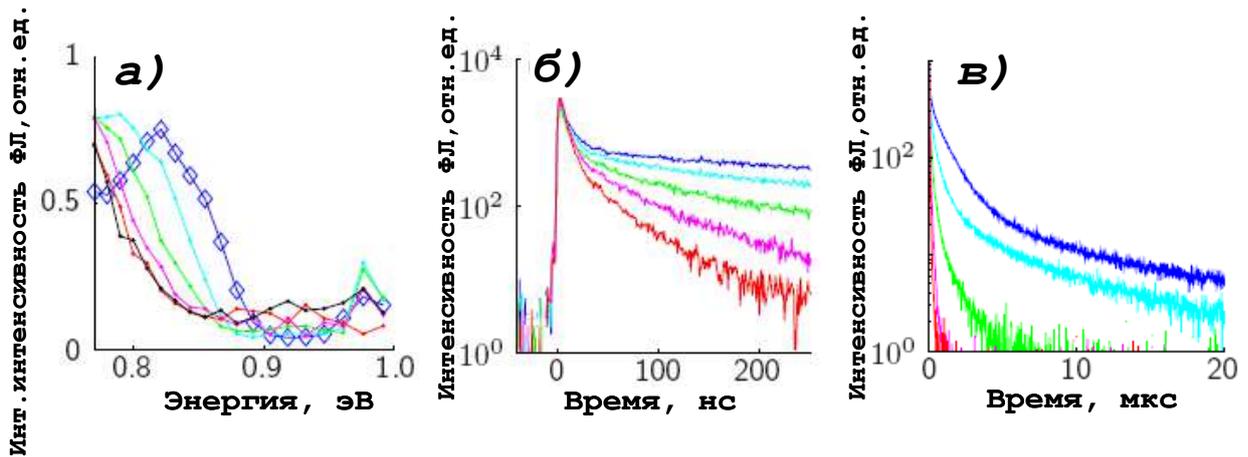


Рис. 1.11. а) Спектры ФЛ Ge(Si) островков при $T = 22$ К через 0.2 мкс (ромбы), 1 мкс, 2 мкс, 3 мкс, 4 мкс и 5 мкс (смещение влево) после возбуждающего импульса. б)-в) Кинетические зависимости ФЛ Ge(Si) островков при различных температурах (22 К, 40 К, 100 К, 200 К, 294 К – по мере уменьшения интенсивности ФЛ) на различных временных шкалах. Энергия фотона регистрации – 0.775 эВ. Рисунки из работы [49].

Помимо описанных выше излучательных времен, в структурах с Ge(Si) островками могут наблюдаться и более короткие, по сравнению с пространственно прямой рекомбинацией носителей заряда в островках (единицы микросекунд), времена, вызванные процессами Оже-рекомбинации. Оже-рекомбинация заключается в передаче энергии, высвобожденной в результате рекомбинации электрона и дырки, другому носителю заряда (электрону в зоне проводимости или дырке в валентной зоне), вызывающей его переход на более высокий энергетический уровень [144]. Скорость Оже-рекомбинации (число пар носителей заряда, рекомбинирующих в единицу времени в единице объема) пропорциональна произведению концентраций участвующих частиц [144]. Для наблюдения процессов Оже-рекомбинации необходимо создание условий высокой концентрации носителей заряда в структуре, т.е., использование высокой мощности возбуждения. Динамику, связанную с процессами Оже-рекомбинации, можно наблюдать при высокой мощности импульсного возбуждения и с использованием регистрирующих систем с наносекундным временным разрешением [48, 49, 145]. Данный процесс характеризуется быстрыми (единицы-десятки наносекунд) временами спада. При этом в начальный момент после импульса возбуждения сигнал ФЛ островков оказывается смещен в более высокую энергетическую область, где положение его максимума определяется быстрыми процессами, а с течением времени смещается к положению, характерному для пространственно непрямой рекомбинации носителей заряда в островках (рис. 1.11а) [49]. Следует отметить, что влияние оже-рекомбинации заметно возрастает с температурой, вплоть до того, что при комнатной

температуре в спектре ФЛ наблюдается только быстрый сигнал в высокоэнергетической области спектра, время спада которого обусловлено процессами Оже-девозбуждения (рис. 1.12 б-в) [48]. При этом медленный сигнал в низкоэнергетической части спектра, связанный с рекомбинацией носителей заряда с основных уровней, зарегистрировать практически не удается из-за его малой интенсивности, так как основная часть носителей заряда покидает островки впервые наносекунды после возбуждающего импульса из-за процессов Оже-девозбуждения [49].

1.2.5. Спектроскопия возбуждения ФЛ структур с Ge(Si) островками.

Спектроскопия возбуждения фотолюминесценции является одним из эффективных методов исследования энергетических спектров, плотности состояний и структуры энергетических уровней, вовлеченных в процессы поглощения и излучения света в полупроводниковых светоизлучающих структурах [50, 146, 147, 148, 149]. Суть данного метода состоит в исследовании изменения излучения структур при изменении энергии кванта возбуждающего излучения [149]. Однако, несмотря на информативность метода спектроскопии возбуждения ФЛ, к моменту начала работы над диссертацией автору была известна лишь одна работа, посвященная исследованию спектров возбуждения ФЛ структур с Ge(Si) островками [50]. Авторы этой работы наблюдали в спектре возбуждения ФЛ исследуемых структур два узких пика (ширина на полувысоте составляет ~ 20 мэВ), положение которых зависело от энергии детектирования сигнала (рис. 1.12). Данные пики связывались с прямыми (высокоэнергетический пик) и непрямыми (низкоэнергетический пик) в реальном пространстве оптическими переходами в островках. Малую ширину пиков в спектре возбуждения ФЛ авторы работы объясняют тем, что вклад в сигнал ФЛ при данных условиях возбуждения дает только рекомбинация носителей заряда в группе островков с близкими параметрами. Смещение пиков при изменении энергии детектирующего излучения связывается с участием в процессе ФЛ разных групп островков.

Следует отметить, что авторы цитируемой работы не проводили записи спектров ФЛ исследуемых структур при изменении энергии фотона возбуждения, а регистрировали интенсивность ФЛ Ge(Si) островков на одной длине волны при разных длинах волн возбуждения. Данная постановка эксперимента может привести к ошибкам в интерпретации наблюдаемых сигналов, что будет подробно рассмотрено в Главе 2 настоящей диссертации.

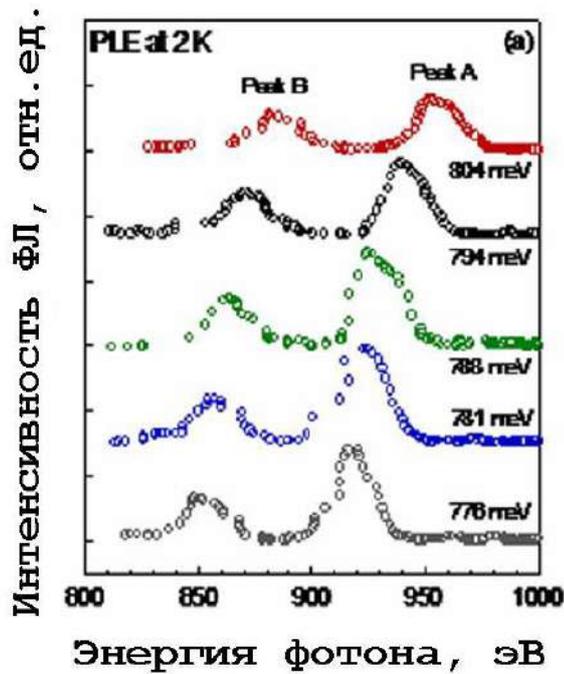


Рис. 1.12. Спектры возбуждения ФЛ Ge(Si) островков при различных энергиях детектирования. Рисунок взят из работы [50].

1.2.6. Оптические свойства структур с Ge(Si)/sSi островками.

Одним из препятствий для эффективной излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si) островками является слабая пространственная локализация электронов вблизи островка. В структурах с Ge(Si) островками, выращенными на Si(001) подложках, как отмечалось выше, яма для электронов сформирована лишь полями упругих напряжений от островков и кулоновским потенциалом дырок, локализованных в островках. Ее глубина существенно зависит от состава, формы и упругих напряжений в островках и согласно расчетам зонной диаграммы для однослойных структур составляет $\sim 20 - 30$ мэВ [51, 121].

Для решения проблемы слабой пространственной локализации электронов в структурах с Ge(Si) островками может быть использовано создание многослойных структур, в которых слои островков разделены тонкими слоями кремния [12, 20, 21, 51]. В таких структурах тонкие разделительные слои кремния деформированы (растянуты) и представляют собой потенциальную яму для электронов [51, 150]. Причем, чем меньше толщина кремниевых слоев, тем больше их деформация и тем глубже яма для электронов на гетерогранице с островками [51, 150]. Однако за счет накопления упругих напряжений по мере роста структуры параметры островков меняются от слоя к слою [20, 151], то есть, существенно снижается однородность островков в структуре по параметрам. При этом величины упругих

напряжений в слоях Si определяются вертикальной корреляцией островков, их формой и составом, - таким образом, при формировании многослойных структур сложно контролировать параметры потенциальных ям для электронов, образованных напряженными кремниевыми слоями. Кроме того, увеличение глубины потенциальной ямы для электронов обеспечивается увеличением упругих напряжения в Si слоях, которое может приводить к образованию дислокаций и, как следствие, к росту числа центров безызлучательной рекомбинации в структуре и ухудшению люминесцентных свойств структур [152].

В то же время, эффективная локализация электронов вблизи островков может быть достигнута путем их встраивания в напряженный Si слой, сформированный на релаксированном $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ буфере [52]. В этом случае глубина потенциальной ямы для электронов будет в основном определяться рассогласованием параметров решетки Si и SiGe буферного слоя, и слабо зависеть от параметров самих Ge(Si) островков (рис. 1.13).

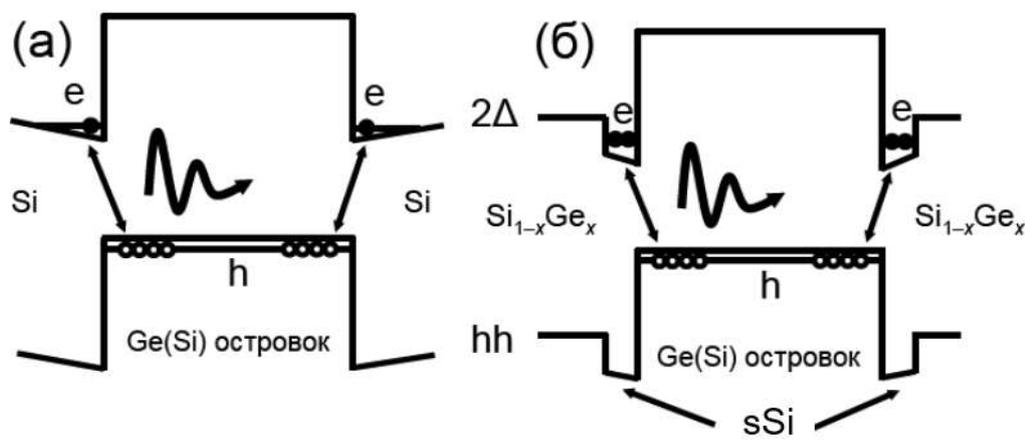


Рис. 1.13. Схематическое изображение зонных диаграмм структур с (а) Ge(Si)/Si(001) островками и (б) Ge(Si) островками, сформированными на релаксированных SiGe буферных слоях и заключенные между слоями напряженного Si.

К моменту начала работ над диссертацией было показано, что пространственная локализация электронов в sSi слоях на гетерогранице с Ge(Si) островками в структурах с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями кремния, выращенными на SiGe/Si(001) буферах, позволяет при 77 К на порядок увеличить интенсивность сигнала люминесценции от островков по сравнению со структурами, выращенными непосредственно на Si(001) подложках [55, 112]. (рис. 1.14). При этом наблюдается значительное уменьшение ширины пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков по сравнению с пиком ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков, которое связывается с преобладанием в сигнале ФЛ от Ge(Si)/sSi островков только одного пика – пика, возникающего в результате рекомбинации носителей заряда без участия фонона. Существенный рост вклада бесфононного пика в общий сигнал ФЛ от

Ge(Si)/sSi островков происходит за счет эффективной пространственной локализации электронов в тонких (≤ 3 нм) sSi слоях на гетерогранице с Ge(Si) островком (рис. 1.13б) [55, 112]. Локализация электронов в реальном пространстве приводит к росту неопределенности их координаты в k -пространстве и, соответственно, делает более вероятной их излучательную рекомбинацию с дырками без участия фонона.

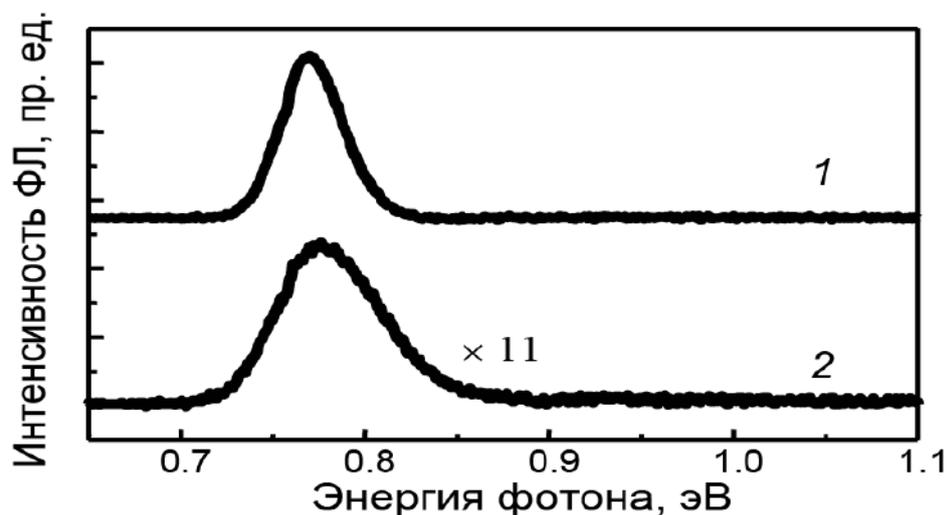


Рис. 1.14. Спектры ФЛ ($T = 77$ К) структур с Ge(Si)/sSi (спектр 1) и Ge(Si)/Si(001) (спектр 2) островками [112].

Кроме этого, в структурах с Ge(Si)/sSi островками появляется возможность управления спектральным положением линии ФЛ от островков за счет изменения толщины sSi слоев [56, 57]: увеличение толщины осаждаемых sSi слоев приводит к смещению сигнала ФЛ Ge(Si)/sSi островков в область меньших энергий. Данный сдвиг вызван увеличением глубины потенциальной ямы для электронов в sSi слоях при увеличении их толщины, и, как следствие, уменьшением энергии непрямого в реальном пространстве излучательного перехода между электронами в sSi слоях и дырками в Ge(Si) островках. Положение сигнала ФЛ Ge(Si)/sSi островков за счет изменения толщины sSi слоев в диапазоне 1-3 нм может быть изменено в достаточно широком спектральном диапазоне 1.55-2.2 мкм [56, 57].

Несмотря на увеличение интенсивности сигнала ФЛ при низких температурах от структур с Ge(Si)/sSi островками по сравнению со структурами с Ge(Si)/Si(001) островками, интенсивность ФЛ Ge(Si) островков, сформированных на релаксированном SiGe буфере, быстро убывает с ростом температуры и, в отличие от структур с островками, выращенными на Si подложке, при комнатной температуре сигнал ФЛ от Ge(Si)/sSi островков зарегистрирован не был. Это связывается с высокой концентрацией центров безызлучательной рекомбинации, содержащихся в релаксированном SiGe буферном слое. В

настоящей диссертации рассматриваются процессы, которые могут приводить к сильному температурному гашению ФЛ Ge(Si)/sSi островков, а так же исследуется возможность формирования данного типа структур на подложках «напряженный кремний-на-изоляторе», позволяющих избавиться от недостатков использования SiGe буферов.

Для приборных приложений светоизлучающих SiGe гетероструктур необходимо создавать структуры, для которых возможно использование электрической накачки. К моменту настоящей диссертации не сообщалось о наблюдении сигнала ЭЛ структур с Ge(Si) островками, встроенными между напряженными слоями Si.

Итак, как видно из представленного литературного обзора, к моменту начала работы над настоящей диссертацией был хорошо исследован рост самоформирующихся Ge(Si) островков на подложках Si(001). Также были достаточно хорошо исследованы излучательные свойства структур с Ge(Si)/Si(001) островками с использованием метода стационарной спектроскопии фотолюминесценции. С использованием этого метода было подробно изучено влияние различных условий роста структур и параметров Ge(Si) островков (размеров, состава, плотности) на их люминесценцию. Кроме того, существовал ряд работ, посвященных исследованию излучательных свойств структур с Ge(Si)/Si(001) островками методами спектроскопии ФЛ с временным разрешением и спектроскопии возбуждения ФЛ, которые позволяют получить дополнительную информацию о процессах излучательной рекомбинации в островках. Однако в этих работах исследовалась кинетика сигнала ФЛ лишь на одной или нескольких фиксированных длинах волн регистрации сигнала ФЛ Ge(Si) островков. Таким образом, на момент начала работы над диссертацией в литературе отсутствовали работы, направленные на исследование временной эволюции спектра ФЛ структур с Ge(Si) островками при импульсном возбуждении, которое отражает конкуренцию различных излучательных процессов в островках и позволяет воссоздать полную картину динамики носителей заряда в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками при их оптическом возбуждении. Более того, единственная известная автору диссертации работа, посвященная спектроскопии возбуждения ФЛ структур с Ge(Si) островками, была выполнена без использования системы детектирования сигнала ФЛ с временным разрешением, что, как будет показано ниже, привело к ошибочной интерпретации полученных результатов. Автор диссертации полагает, что исследование излучательных свойств структур с Ge(Si) островками с использованием методики спектроскопии ФЛ как с временным, так и спектральным разрешением позволит лучше изучить процессы излучения света в островках, в частности, ответить на вопрос о различных задействованных каналах излучательной

рекомбинации, а также позволит выявить механизмы возбуждения сигнала ФЛ Ge(Si) островков и динамику фотовозбужденных носителей заряда в исследуемых гетероструктурах.

Следует также отметить, что в литературе практически не были представлены работы, посвященные исследованию особенностей излучательных свойств Ge(Si) островков, сформированных на подложках «кремний-на-изоляторе» (SOI-подложки), в то время как именно подложки SOI являются основными для создания приборов современной кремниевой оптоэлектроники [153, 154]. В то же время, наличие слоя скрытого окисла SiO₂ может оказывать существенное влияние на динамику фотовозбужденных носителей в структурах с Ge(Si)/SOI островками.

К моменту написания диссертации был достаточно подробно изучены особенности роста Ge(Si) островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с напряженными (растянутыми) слоями Si и выполнены предварительные исследования оптических свойств структур с Ge(Si)/sSi островками. Однако отсутствовали детальные исследования температурной зависимости сигнала ФЛ Ge(Si)/sSi островков и не была установлена возможность управления формой их сигнала ФЛ за счет изменения толщин sSi слоев над и под островками. Кроме того, в литературе не было сообщений о наблюдении и исследовании сигнала ЭЛ от Ge(Si)/sSi островков. Следует так же отметить, что в настоящее время кремниевая КМОП технология, являющаяся основной технологией цифровых интегральных схем, сталкивается с проблемами, связанными с возрастанием роли различных физических эффектов, препятствующих простому дальнейшему масштабированию размеров элементов интегральных схем. Одним из путей решения данной проблемы является увеличение подвижности носителей заряда и уменьшение токов утечки в КМОП транзисторах за счет замены традиционных Si(001) подложек на структуры с напряженным (растянутым) слоем Si, сформированным на изолирующем слое [58, 59] (sSOI-подложки). К началу работы над диссертацией в литературе не были представлены работы, посвященные изучению возможности формирования Ge(Si) островков на подложках sSOI и исследованию их оптических свойств.

Глава 2. Формирование структур с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками и методы их характеристики.

2.1. Формирование SiGe структур с самоформирующимися Ge(Si) островками.

Исследуемые в диссертации структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) из твердых источников на высоковакуумных установках “BALZERS” UMS 500P и “Riber Siva-21”.

2.1.1. Описание высоковакуумных установок молекулярно-пучковой эпитаксии Ge/Si гетероструктур “BALZERS” UMS 500P и “Riber Siva-21”.

Рост структур на основе Ge/Si методом МПЭ имеет ряд особенностей, связанных с относительно высокой температурой очистки Si(001) подложек и испарения Ge и Si, с получением стабильных потоков испаряемых элементов и с точным контролем этих потоков. Кроме того, для наблюдения люминесценции, связанной с излучательной рекомбинацией носителей заряда в слоях SiGe, необходимо получать SiGe структуры высокого качества, характеризующиеся низкой концентрацией дефектов кристаллической решетки и центров безызлучательной рекомбинации. Для роста методом МПЭ SiGe структур, обладающих вышеперечисленными качествами, в ИФМ РАН была модернизирована высоковакуумная установка “BALZERS” UMS 500P, на которой была выращена основная часть исследуемых в данной работе SiGe структур. Также рост ряда SiGe структур производился на сверхвысоковакуумной установке молекулярно-пучковой эпитаксии Ge/Si гетероструктур “Riber Siva-21”.

Обе использовавшиеся МПЭ установки состоят из трех вакуумных камер (роста, подготовки и загрузки) и системы транспортировки подложек между камерами. Система откачки камер роста включает в себя форвакуумный механический насос, турбомолекулярный и титановый сублимационный насосы, а также магниторазрядный насос для установки Riber Siva-21. Так как в основе работы данных насосов лежат различные физические принципы, их совместное использование позволяет осуществлять эффективную откачку камеры роста в широком диапазоне давлений, начиная от атмосферного и заканчивая сверхвысоким вакуумом. Кроме того, совместное использование трех насосов значительно улучшает общую эффективность откачки камеры, поскольку каждый из насосов откачивает различные газы с разной скоростью и некоторые газы хорошо откачиваются одним типом насосов и плохо откачиваются другим. Для обезгаживания камеры роста и камеры подготовки установки оборудованы специальной системой нагревательных элементов, позволяющих проводить отжиг камер вплоть до температуры 200°C (Riber Siva-

21) и 170⁰C (“BALZERS” UMS 500P). В установке “BALZERS” UMS 500P камеры роста и подготовки оснащены водяным охлаждением наружных стенок. Титановый сублимационный насос имеет дополнительную криопанель, которая охлаждается жидким азотом. Две дополнительные криопанели были установлены вокруг печи нагрева подложек и вдоль стенок камеры роста выше уровня электронно-лучевых испарителей (ЭЛИ). В установке Riber Siva-21 камера роста имеет две азотные криопанели для охлаждения стенок камеры, а также для охлаждения титанового сублимационного насоса. Базовое остаточное давление в камерах роста МПЭ установок составляло менее $5 \cdot 10^{-10}$ мбар. Откачка камеры подготовки в установке “BALZERS” UMS 500P осуществляется отдельными форвакуумным механическим и турбомолекулярным насосами, а в установке Riber Siva-21 – магниторазрядным насосом. Камера загрузки установки “BALZERS” UMS 500P откачивается форвакуумным механическим насосом камеры подготовки, а в Riber Siva-21 – отдельным турбомолекулярным насосом.

Нагрев подложки осуществлялся радиационным методом, который является наиболее широко используемым способом нагрева в условиях высокого вакуума. В установке “BALZERS” UMS 500P для радиационного нагрева используется печь, нагревательным элементом которой служит резистивно разогреваемый меандр из вольфрамовой проволоки. Максимальная температура нагрева подложек составляет ~ 1000⁰C. Установка МПЭ Riber Siva-21 оборудована специальной печью для радиационного нагрева, имеющей лишь два положения относительно подложки (рабочее для нагрева и “нерабочее”), причем расстояние от печи до подложки в рабочем положении фиксировано. Отсутствие промежуточных положений печи и автоматическая установка рабочего положения позволяет достичь высокой точности установки температуры подложки и хорошей ее воспроизводимости от образца к образцу. Кроме того, для обеспечения эффективного нагрева подложки и минимизации температуры самого нагревательного элемента, печь желательно устанавливать весьма близко к подложке. В связи с этим, автоматическая установка положения печи позволяет устранить возможную ошибку ручной установки, которая из-за близости печи к подложке может приводить к заметным изменениям реальной температуры образца. Излучающая поверхность нагревательного элемента имеет специальную форму для обеспечения высокой однородности нагрева. Максимально достижимая температура нагрева подложек составляет ~ 1100⁰C.

В области температур от 450⁰C до 900⁰C контроль температуры подложек осуществлялся с помощью термопары и специализированного инфракрасного пирометра Impras IS 12 (спектральный диапазон 0.7-1.1 мкм, диапазон измеряемых температур 400-

1300°C). Для калибровки инфракрасного пирометра температура подложек в области температур 780-1000°C дополнительно измерялась с помощью оптического пирометра сравнения “Проминь”.

Для испарения Si и Ge камера роста установок МПЭ оборудована двумя электронно-лучевыми испарителями (ЭЛИ) с ускоряющим напряжением 11 кВ (Riber Siva-21) и 10 кВ (“BALZERS” UMS 500P), с поворотом электронного луча на 270° и электромагнитным управлением его положением. Каждый ЭЛИ имеет медный охлаждаемый тигельный блок с объемом тигля 100 см³ (для Riber Siva-21) и 15 см³ (два тигля объемом по 7.5 см³ для “BALZERS” UMS 500P). С помощью магнитных отклоняющих систем в установках МПЭ может быть осуществлено продольное и поперечное сканирование электронного луча в пределах тигля. Для испарения Si и Ge использовались соответствующие монокристаллические материалы с концентрацией электрически активных примесей < 10¹⁴ см⁻³.

Для возможности легирования структур используемые установки МПЭ оборудованы двумя эффузионными ячейками. В качестве акцепторной примеси используется бор (B), в качестве донорной – сурьма (Sb). Контроль испаряемых потоков легирующих примесей осуществлялся путем роста калибровочных структур и контроля температуры ячеек.

Контроль испаряемых потоков Ge и Si, а также анализ остаточных газов, осуществлялся с помощью квадрупольного масс-спектрометра QMG 420 для установки “BALZERS” UMS 500P и с помощью квадрупольного масс-спектрометра “HIDEN ANALYTICAL HAL-2321” и двух кварцевых датчиков измерения толщины для установки Riber Siva-21. Геометрия установки масс-спектрометров и конструкция блоков ЭЛИ таковы, что ни общая заслонка подложки, ни индивидуальные заслонки ЭЛИ не перекрывают потоки атомов Ge и Si на масс-спектрометр. Такое расположение масс-спектрометра позволяет устанавливать необходимые потоки испаряемых материалов до начала роста, контролировать и изменять их в процессе осаждения. Для контроля потока германия в обеих установках использовался пик, соответствующий однократно ионизированному изотопу ⁷⁴Ge. Для контроля потока кремния в установке Balzers использовался пик, соответствующий однократно ионизированному изотопу ²⁸Si, а в Riber – ³⁰Si. Количественная связь между показаниями масс-спектрометра и реальной скоростью осаждения Ge и Si была выполнена за счет роста тестовых структур и их исследования методами рентгеноструктурного анализа и атомно-силовой микроскопии. В установке Riber Siva-21 масс-спектрометр подключен в цепь обратной связи ЭЛИ, что позволяет автоматически поддерживать заданные потоки испаряемых атомов Ge и Si и подавлять возникающие флуктуации скоростей осаждения элементов. Установленные кварцевые датчики измерения толщины позволяли, после

соответствующей калибровки, независимо от показаний масс-спектрометра контролировать скорости осаждения Si и Ge.

В установке “BALZERS” UMS 500P данные о скоростях испарения с масс-спектрометра и положении заслонок ЭЛИ заводятся в компьютер, что позволяет контролировать рост структур в реальном времени с помощью программы, дополнительно написанной н.с. ИФМ РАН А.В. Антоновым и зав. лабораторией ИФМ РАН А.В. Новиковым. Установка Riber Siva-21 имела фирменное программное обеспечение. Программное обеспечение МПЭ установок позволяет в режиме реального времени контролировать скорости осаждения Si и Ge, температуру эффузионных ячеек, толщину и состав осаждаемых слоёв, а также температуру подложки, давление в камере роста и положение заслонок.

Выполненная калибровка и использование вышеописанных систем в установках МПЭ позволяет контролировать скорости осаждения Ge и Si с погрешностью $< 5\%$ и $< 10\%$ от измеряемой величины для установок Riber Siva-21 и “BALZERS” UMS 500P соответственно. Точность измерения температуры роста для диапазона $500^{\circ}\text{C} \div 900^{\circ}\text{C}$ составляла $\pm 10^{\circ}\text{C}$.

МПЭ установка Riber Siva-21 также оборудована системой дифракции быстрых электронов (ДБЭ), которая использовалась для *in situ* контроля состояния поверхности растущих образцов.

2.1.2. Методы предростовой подготовки подложек Si(001) и «кремний на изоляторе» (SOI).

Исследованные образцы были выращены на монокристаллических Si подложках с ориентацией (001), подложках «кремний на изоляторе» (SOI) и релаксированных SiGe буферах, сформированных на подложках Si(001). Si подложки имели отклонение нормали к поверхности подложки от кристаллографического направления [001] меньше 0.5° и были легированы бором до концентрации $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Подложки SOI, производства компании Soitec (Франция), были получены методом сращивания (bonding) по технологии SmartCut [155, 156] и состояли из подложки Si(001) p-типа с концентрацией бора $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, скрытого слоя SiO_2 толщиной 1 мкм и слоя кремния толщиной 200 нм, легированного бором до концентрации $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Рост градиентных релаксированных буферных слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ был выполнен в НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского с.н.с. О.А.Кузнецовым. Структуры с градиентными буферными слоями $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ были выращены на подложках Si(001) методом гидридной газофазной эпитаксии при атмосферном давлении с использованием германа (GeH_4) и силана (SiH_4) [157]. Подробно методика получения градиентных релаксированных буферов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ описана в [112, 158]. В работе

использовались SiGe буферы с содержанием Ge в верхнем слое 20-30 %. Среднеквадратичная шероховатость поверхности (RMS) используемых градиентных буферных слоев составляла $RMS \sim 0.3$ нм, а плотность прорастающих дислокаций не превышала $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ [112, 158].

Для химической подготовки подложек использовалась модифицированная RCA процедура [159]. Начальная стадия очистки поверхности Si проводилась за счет ее окисления в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2 = 2:1$ в течение 10 минут. После этого образовавшийся окисел кремния удалялся в разбавленном растворе плавиковой кислоты $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$ (концентрация HF – 1-5%). Дальнейшая очистка подложек проводилась кипячением их в растворе $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (1:1:3) в течение 10 минут с последующим удалением образовавшегося окисла в растворе плавиковой кислоты HF. Заключительная стадия подготовки подложек заключалась в формировании тонкого окисного слоя кипячением в растворе $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (1:1:3) и повторным удалением образовавшегося окисла в растворе HF.

После промывки в деионизованной воде подложки за время менее 10 минут загружались в шлюзовую камеру установок МПЭ. В результате описанной химической подготовки поверхность Si подложек оказывается пассивированной водородом, который может быть легко удален при предростовом прогреве подложки. Предростовой прогрев подложки состоит из двух этапов. После загрузки в камеру роста подложка прогревается при $T = 300\text{-}400^\circ\text{C}$ в течение 30 минут. При этих условиях с поверхности десорбирует вода и физадсорбированные загрязняющие элементы (осевшие на поверхность за время, прошедшее до загрузки образца в установку). Финишная очистка проводится путем отжига подложек при $T = 800\text{-}850^\circ\text{C}$ в сверхвысоком вакууме в ростовых камерах установок МПЭ, что позволяет удалить водород и остатки кислорода с поверхности подложек. Свидетельством очистки поверхности подложек в результате высокотемпературного отжига является возникновение картины ДБЭ соответствующей перестройки (2x1) на поверхности Si(001).

Часть исследованных в работе структур была сформирована на подложках «напряженный кремний-на-изоляторе» (sSOI) [153, 154]. По ряду причин для данного типа подложек не подходит стандартная предростовая подготовка, используемая для подложек SOI. Подробно проблемы формирования SiGe гетероструктур на подложках sSOI будут рассмотрены в разделе 4.3.

2.1.3. Рост структур с Ge(Si) островками на подложках Si(001) и SOI.

Исследованные в работе структуры с Ge(Si) островками, сформированными на подложках Si(001) и SOI, были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии из

твердых источников на установке BALZERS UMS 500P (раздел 2.1.1) с.н.с. ИФМ РАН Д.Н. Лобановым и н.с. ИФМ РАН М.В. Шалеевым. Для исследования процессов поглощения и излучения света в SiGe структурах с самоформирующимися островками использовались преимущественно многослойные структуры, активная область которых содержала несколько слоев Ge(Si) островков. Схематическое изображение исследованных структур представлено на рисунке 2.1. Формирование структур начиналось с осаждения буферного слоя Si, толщиной 100 нм, на котором при температурах 600-700°C выращивалась решетка, состоящая из двадцати слоев Ge(Si) островков, формируемых за счет осаждения Ge толщиной $d_{Ge} = 8.7-7.6$ монослоев (МС) ($1\text{МС} \approx 0.14 \text{ нм} \approx 6.27 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$), разделенных слоями Si толщиной $d_{Si} = 17 \div 25$ нм. Более подробно параметры исследованных структур приведены в Таблице 2.1. Из-за влияния полей упругих напряжений островков нижележащих слоев формирование островков во втором и последующих слоях многослойных структур начинается при меньшей толщине осажденного Ge, чем в первом слое [42, 92]. При этом накопление упругих напряжений приводит к ускорению диффузии Si в островки. Из-за большего перемешивания с Si островки в более высоких слоях характеризуются меньшим содержанием Ge и большим размером [92]. Поэтому для повышения однородности островков по размерам в структурах количество осаждаемого Ge уменьшалось при росте каждого последующего слоя. Рост структур заканчивался осаждением покровного слоя Si толщиной 80 нм (рис. 2.1). Верхний, покровный, слой Si выращивался с целью устранения эффектов, связанных с поверхностной рекомбинацией носителей заряда. Температура роста покровного слоя Si совпадала с температурой роста структуры.

Таблица 2.1. Параметры многослойных структур с Ge(Si) островками.

Номер структуры	Тип подложки	Число слоев с островками	$T_{\text{роста}}$, °C	Количество осаждённого Ge в одном слое, МС	Толщина спейсерного слоя Si, нм
#1201	Si(001)	20	600	8.6 – 7.7	17
#1282	Si(001)	20	650	8.5 – 7.6	20
#1287	Si(001)	20	675	8.4 – 7.6	25
#1203	Si(001)	20	700	8.7 – 7.6	26
#1348	SOI	20	650	8 – 7.4	17

Согласно ранее проведенным исследованиям при используемых условиях роста ($T_{\text{роста}} \geq 600$ °C, количество осажденного Ge 7-8 МС) в многослойных структурах, выращенных на Si и SOI подложках, происходит формирование куполообразных островков [78, 123, 129].

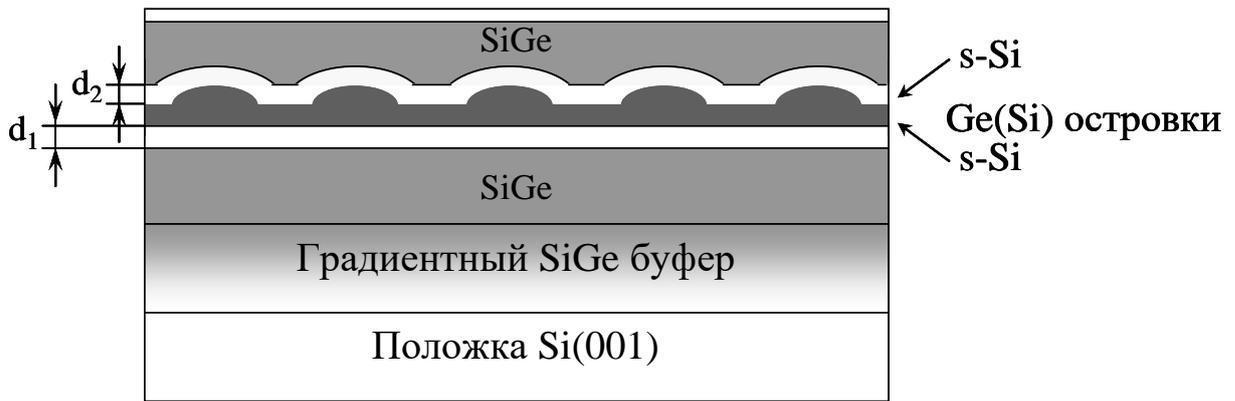


Рис. 2.2. Схематическое изображение структуры с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями Si, сформированной на релаксированном SiGe буфере (Ge(Si)/sSi островков).

Таблица 2.2. Параметры исследованных структур с Ge(Si)/sSi островками.

Структура	Содержание Ge в буферном слое, %	Количество осаждённого Ge, МС	Температура роста, °С	d_1 , нм	d_2 , нм
k136v1	25 %	11	660	3	1
k131v2	24 %	11	660	3	2
k144a	25 %	11.5	660	1.5	1
k147v1	26 %	11.6	660	1.5	1.5
k144b1	20 %	11	650	1.5	1.5
k123b1	22 %	11.5	660	3	3
k148b1	26 %	11	655	3	3
k143b2	22 %	11.5	650	1.7	2.3
k144v3	22 %	11.5	650	1.5	2.3
k194b	24 %	12	650	1.5	2.7

Большее количество Ge, осаждаемого для формирования Ge(Si) островков, при росте на SiGe буферах по сравнению с ростом на Si(001) и SOI подложках (7-9 МС, см. раздел 2.1.4.) объясняется уменьшением напряжения в Ge слое, так как релаксированный SiGe буфер обладает большей постоянной кристаллической решетки по сравнению с объемным Si. Уменьшение упругих напряжений приводит к возникновению количественных различий в формировании Ge(Si)/sSi и Ge(Si)/Si(001) островков, в частности, к увеличению критической толщины планарного роста [53, 54]. Как было показано ранее, получение массивов Ge(Si)/sSi куполообразных островков с малым разбросом по размерам (~ 10 %) достигается при

температурах роста 650 – 700 °С и эквивалентном количестве осажденного Ge = 11 – 12 МС [160, 161].

Для исследования электролюминесцентных свойств структур с Ge(Si)/sSi островками использовались многослойные диодные структуры, выращенные на установке Riber Siva-21 с.н.с. ИФМ РАН Д.В. Юрасовым. Подробное описание данного типа структур приведено в разделе 4.4.1.

2.2. Характеризация исследованных SiGe структур

2.2.1. Атомно-силовая микроскопия.

Исследования морфологии поверхности подложек и выращенных структур были выполнены с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ). АСМ использовалась для исследования размеров, формы и поверхностной плотности самоформирующихся наноструктур, а также для определения шероховатости поверхности подложек и выращенных слоев. АСМ измерения проводились *ex situ* на воздухе, в полуконтактном режиме на микроскопе “INTEGRA Prima” в Институте физики микроструктур РАН к.ф.-м.н. М.В. Шалеевым. При исследованиях на АСМ образцы ориентировались таким образом, чтобы горизонтальная сторона снимков совпадала с кристаллографическим направлением [110] подложки.

2.2.2. Рентгенодифракционный анализ.

Рентгенодифракционные (РД) исследования GeSi гетероструктур с самоформирующимися островками были выполнены в ИФМ РАН д.ф.-м.н. Ю.Н. Дроздовым и к.ф.-м.н. П.А. Юниным на дифрактометрах ДРОН-4 и Bruker D8 Discover. Исследования спектров рентгеновской дифракции тестовых структур использовались для определения состава и оценки упругих напряжений в островках, определения периода исследуемых многослойных структур с островками.

Для оценки значений состава и упругих напряжений в островках использовалась модель упругонапряженного двумерного слоя. В рамках этой модели многослойная структура с Ge(Si) островками, разделенными слоями Si, анализировались как сверхрешетка, состоящая из двумерных слоев, имеющих равные параметры решетки в плоскости роста в направлениях [100] и [010] и испытывающих в результате упругих напряжений тетрагональное искажение решетки [162]. Необходимо отметить, что данное приближение не учитывает как неоднородное распределение упругих напряжений и состава в отдельном островке, так и разброс этих параметров в разных островках и позволяет оценить только среднее значение состава и упругих напряжений для ансамбля островков.

РД анализ был использован при разработке технологии роста SiGe структур на подложках «напряженный кремний-на-изоляторе» (sSOI подложки) для контроля толщины растянутого Si, сформированного на слое SiO₂, и его деформации, а также для определения величины остаточных упругих напряжений и кристаллического качества SiGe буферного слоя, выращенного на sSOI подложке.

2.2.3. Просвечивающая электронная микроскопия.

Исследования выращенных структур методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) были выполнены д.ф.-м.н. Н.Д. Захаровым на электронных микроскопах Philips CM20 и JEM 4010 с ускоряющими напряжениями 200 кВ и 400 кВ, соответственно, в Институте Макса Планка города Галле, Германия. Часть ПЭМ исследований была выполнена к.ф.-м.н. А.И. Бобровым и к.ф.-м.н. М.В. Малехановой на просвечивающем электронном микроскопе высокого разрешения JEM-2100F-08 с ускоряющим напряжением 80 – 200 кВ в ННГУ им. Лобачевского г. Нижнего Новгорода, Россия.

2.3. Аппаратура и методика исследования излучательных свойств SiGe структур.

2.3.1. Спектроскопия фотолюминесценции структур с Ge(Si) самоформирующимися островками при непрерывном оптическом возбуждении.

При исследовании ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными на подложках Si(001), SOI и sSOI, в условиях непрерывного оптического возбуждения в качестве источников возбуждающего излучения использовались твердотельные лазеры Nd:YAG с удвоением частоты АТС-53-500 ("Полупроводниковые приборы", Санкт-Петербург) и "Millenia Pro s-Series" ("Spectra-Physics", США) с длиной волны излучения 532 нм. Максимальная выходная мощность излучения лазеров накачки составляла 2 Вт, а размер лазерного пучка ~ 2 мм. Мощность лазерного излучения определялась с помощью измерителя мощности Ophir 3A ("Ophir Optronics", Израиль). В связи с тем, что в спектре излучения лазеров помимо основной линии (532 нм) как правило присутствует ряд дополнительных линий, в том числе в ИК диапазоне, на пути лазерного луча перед исследуемым образцом располагались стеклянные фильтры из серии СЗС, прозрачные в видимом диапазоне и поглощающие излучение ближнего ИК диапазона.

Для регистрации спектров ФЛ использовался решеточный монохроматор SP2300 ("Acton research"), совмещенный с охлаждаемым жидким азотом многоканальным детектором ОМА-V на основе линейки фотодиодов InGaAs ("Princeton Instruments"), рабочий диапазон которой составляет 0.8-2.2 мкм. Разрешающая способность системы определялась

шириной щели на входе монохроматора. При исследовании ФЛ структур с Ge(Si) островками ширина щели преимущественно составляла 1 мм, что соответствует спектральному разрешению 20 нм. Для отсекающего рассеянного лазерного излучения на входном окне монохроматора устанавливался инфракрасный фильтр ИКС-5.

Для исследования низкотемпературной ФЛ образцы помещались в заливной гелиевый криостат или в стеклянную колбу с жидким азотом. При этом структуры находились непосредственно в жидком гелии (или азоте), что позволяло существенно снизить возможный перегрев образцов при высокой мощности возбуждающего излучения. Для проведения сравнительных измерений спектров ФЛ различных структур образцы располагались на вращающемся держателе, поворот которого осуществлялся механически с помощью ручки, находящейся снаружи криостата, либо на прямоугольном столике, положение которого по высоте также изменялось с помощью внешней ручки. Подобная реализация эксперимента позволяет сохранять юстировку оптической системы при смене исследуемого образца и таким образом получать корректное сравнение структур с точки зрения интенсивности сигнала ФЛ.

Для исследования температурной зависимости спектров ФЛ в диапазоне 4.2-300 К использовался заливной гелиевый оптический криостат OptCryo105 ("РТИ") или гелиевый криостат замкнутого цикла CS202 ("Advanced Research Systems") с системой автоматической регулировки температуры. Измерение температуры образцов осуществлялось с помощью калиброванного кремниевого диода с известной зависимостью сопротивления от температуры. При работе с заливным криостатом образец находился в парах гелия, а регулировка температуры осуществлялась путем изменения давления паров гелия в рабочей камере. В обоих случаях для уменьшения разогрева исследуемых структур излучением накачки образцы наклеивались на металлический держатель с помощью теплопроводящей пасты.

2.3.2. Особенности спектроскопии ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными на SiGe буфере.

Для регистрации спектров ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными на релаксированном SiGe буфере, так же, как и для структур, сформированных на подложках Si(001), SOI и sSOI, использовался решеточный монохроматор SP2300 ("Acton research"), совмещенный с охлаждаемым жидким азотом многоканальным детектором OMA-V на основе линейки фотодиодов InGaAs ("Princeton Instruments") с рабочим диапазоном 0.8-2.2 мкм (Раздел 2.3.1).

При возбуждении структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированных на SiGe буфере, лазером Nd:YAG (532 нм) в спектрах ФЛ данных структур помимо сигнала, соответствующего пространственно непрямои излучательной рекомбинации носителей заряда на гетерогранице островка, наблюдается сигнал в области 0.8 – 0.9 эВ (рис. 2.3), соответствующий рекомбинации носителей заряда на дислокациях SiGe буфера [55, 163, 164] (спектр 1 на рисунке 2.3). Данный сигнал дефектной люминесценции значительно затрудняет интерпретацию спектров ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками. Наличие интенсивного сигнала дислокационной люминесценции связано с тем, что излучение Nd:YAG лазера достигает дефектных областей релаксированного SiGe буферного слоя [158], так как глубина проникновения излучения Nd:YAG лазера ($\lambda_{ex} = 532$ нм) в структуру (~ 1.5 мкм [165]) значительно превосходит толщину активной области (~ 200 нм).

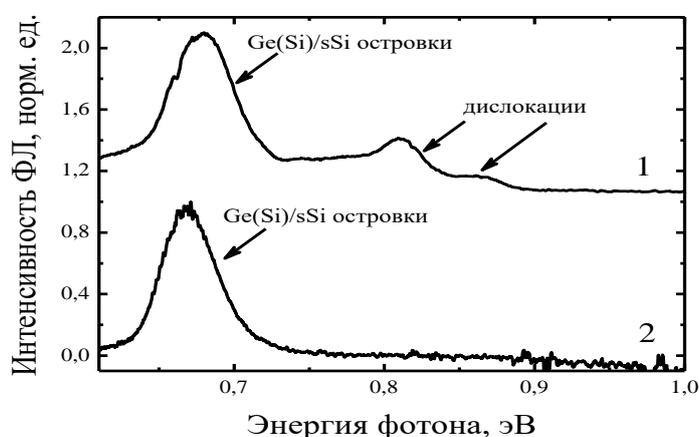


Рис. 2.3. Спектры ФЛ структуры с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на SiGe буфере, полученные при возбуждении Nd:YAG ($\lambda=532$ нм) (1) и HeCd ($\lambda=325$ нм) (2) лазерами.

Избавиться от сигнала дефектной люминесценции в спектрах ФЛ структур, выращенных на релаксированных SiGe буферах, возможно за счет использования для возбуждения ФЛ излучения с большим коэффициентом поглощения в структурах, например, излучения HeCd лазера ($\lambda_{ex} = 325$ нм). Характерная глубина проникновения излучения HeCd лазера в SiGe гетероструктуры составляет ~ 10 нм [165], что значительно меньше размера активной области структуры. В результате поглощения излучения HeCd лазера в тонком приповерхностном слое исследуемых структур в спектрах ФЛ, полученных при возбуждении этим лазером, присутствуют только пики, связанные с оптической рекомбинацией носителей заряда в островках (рис. 2.3) [55, 112]. Отсутствие в спектрах ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками сигнала дислокационной ФЛ от релаксированного буферного слоя указывает на то, что при 77 К носители заряда, фотоиндуцированные излучением HeCd лазера в тонком

приповерхностном слое структуры, эффективно захватываются Ge(Si)/sSi островками и рекомбинируют в них [55, 112]. Поэтому при исследовании фотолюминесцентных свойств структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на SiGe буфере, в настоящей диссертации использовалось излучение HeCd лазера. Максимальная мощность излучения составляла 2 мВт, а размер лазерного пучка ~ 2 мм. Мощность лазерного излучения определялась с помощью измерителя мощности Ophir 3A ("Ophir Optronics", Израиль). Изменение мощности возбуждающего излучения осуществлялось путем ослабления лазерного излучения с помощью калиброванных светофильтров серии УФС из стандартного набора цветных оптических стекол.

2.3.3. Методика исследования ФЛ структур с Ge(Si) островками в условиях импульсного оптического возбуждения.

Для исследования динамики фотовозбужденных носителей заряда в структурах с Ge(Si) островками, а также процессов возбуждения ФЛ островков, проводилось исследование кинетических кривых ФЛ структур с Ge(Si) островками. Для данного типа исследований использовалось импульсное оптическое возбуждение. На рисунке 2.4 представлена схема экспериментальной установки для исследования ФЛ структур с Ge(Si) островками в условиях импульсного оптического возбуждения, собранной с.н.с. ИФМ РАН А.Н. Яблонским. В качестве источника возбуждающего излучения использовался параметрический генератор света (optical parametric oscillator, OPO) на основе нелинейного кристалла β -BaV₂O₄ (BBO) (позиция 2 на рисунке 2.4). Накачка OPO осуществлялась излучением третьей гармоники импульсного лазера Nd:YAG ("Spectra-Physics") (позиция 1 на рисунке 2.4.) с длиной волны 355 нм. Принцип работы OPO основан на распаде кванта излучения накачки в нелинейном кристалле на два фотона с энергиями, зависящими от угла падения излучения на кристалл. Изменение длины волны возбуждающего излучения осуществляется путем поворота нелинейного кристалла BBO. В результате, на выходе OPO присутствуют два луча с длинами волн, лежащими в видимом ("сигнальная волна", 415-700 нм) и ближнем ИК ("холостая волна", 720-2500 нм) диапазонах. Разделение "сигнальной" и "холостой" волн осуществляется с помощью специальных фильтров. Таким образом, использование OPO в качестве источника оптического возбуждения позволяет непрерывным образом изменять длину волны возбуждающего излучения в диапазоне от 400 до 2500 нм. Длительность импульсов накачки составляет ~ 5 нс, частота повторения импульсов – 10 Гц, максимальная энергия в импульсе ~ 5 мДж на длине волны 500 нм. Максимальная мощность излучения в импульсе достигает 10^6 Вт.

Изменение мощности возбуждения осуществлялось с помощью аттенюатора, состоящего из двух поляризационных призм Глана, расположенных на пути лазерного луча после выходного окна ОРО (позиция 3 на рис. 2.4). Излучение ОРО имело горизонтальную линейную поляризацию. Изменение мощности излучения достигалось за счет поворота первого поляризатора. Второй поляризатор при этом оставался неподвижным и ориентированным в горизонтальном направлении, что обеспечивало постоянную поляризацию излучения, падающего на исследуемый образец.

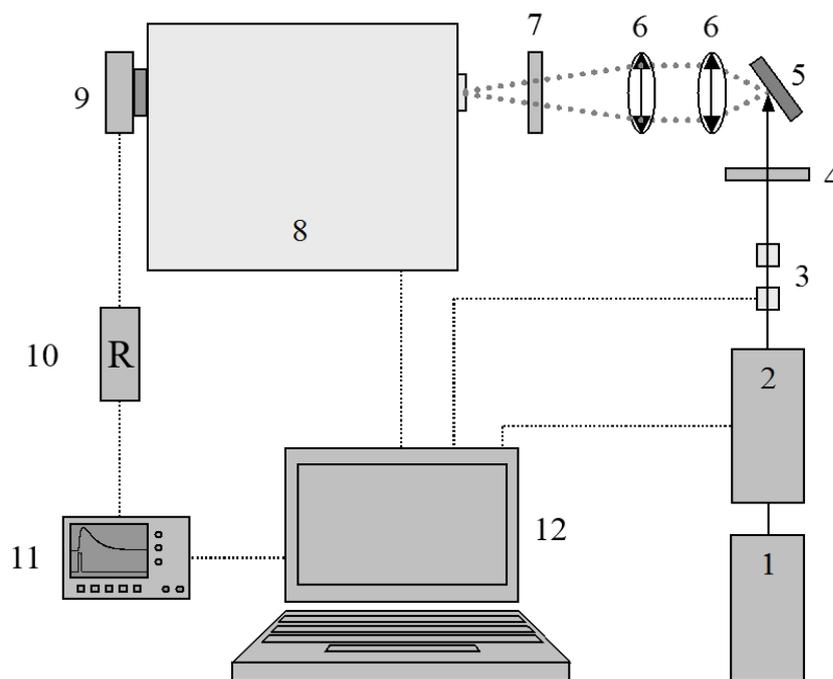


Рис.2.4. Схема экспериментальной установки для исследования кинетики и спектров возбуждения ФЛ: 1 – лазер накачки Nd:YAG; 2 – параметрический генератор света (ОРО); 3 – аттенюатор на основе призм Глана; 4 – светофильтр; 5 – исследуемый образец; 6 – фокусирующие линзы; 7 – ИК светофильтр; 8 – решеточный монохроматор; 9 – детектор; 10 – нагрузочное сопротивление на выходе детектора; 11 – цифровой осциллограф; 12 – персональный компьютер.

Поскольку мощность излучения пропорциональна квадрату амплитуды электромагнитного поля, зависимость мощности возбуждающего излучения выражается формулой:

$$P_{\text{возб}} = P_{\text{возб}}^{\text{max}} \cdot \cos^4 \alpha ,$$

где α – угол поворота первого поляризатора.

Измерение мощности возбуждающего лазерного излучения, как и в случае непрерывного возбуждения, осуществлялось с помощью измерителя мощности Ophir 3A. При этом измерялось «среднее» значение мощности возбуждения, возникающее в результате

усреднения мощности в возбуждающем импульсе и мощности, близкой к нулевой, соответствующей промежутку между импульсами.

Для регистрации сигнала ФЛ использовался решеточный монохроматор Acton-2300, фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) на основе InP/InGaAs (Hamamatsu) (диапазон чувствительности – 930-1700 нм) и цифровой осциллограф LeCroy (рис. 2.4). Временное разрешение системы определялось длительностью импульса возбуждающего излучения и составляло ~ 5 нс. Существенное увеличение чувствительности системы регистрации ФЛ при исследовании медленных (и, как правило, имеющих меньшую амплитуду) компонент сигнала ФЛ достигалось путем увеличения нагрузочного сопротивления на выходе ФЭУ (позиция 10 на рисунке 2.4.). Использование дополнительного нагрузочного сопротивления приводит к пропорциональному сопротивлению уменьшению временного разрешения системы и, как следствие, к искажению формы (уменьшению интенсивности и увеличению времени при сохранении величины интегрального сигнала) быстрых сигналов. Без использования дополнительных нагрузочных сопротивлений сопротивление на входе осциллографа составляет 50 Ом. В работе использовались дополнительные нагрузочные сопротивления 1 кОм и 100 кОм, которым соответствовало временное разрешение системы регистрации ФЛ 100 нс и 10 мкс, соответственно.

Для подавления рассеянного лазерного излучения накачки при измерении спектро-кинетических зависимостей ФЛ Ge(Si) островков при различных длинах волн возбуждения использовался набор интерференционных фильтров ближнего ИК диапазона, пропускающих длинноволновое и поглощающих коротковолновое излучение с границей пропускания на длинах волн 1100, 1200, 1300, 1400 и 1500 нм. Фильтры устанавливались перед входной щелью монохроматора (позиция 7 на рисунке 2.4). Выбор конкретного фильтра определялся длинами волн возбуждающего излучения и измеряемого сигнала ФЛ.

Запись спектров ФЛ с временным разрешением осуществлялась следующим образом: для различных длин волн регистрируемого сигнала ФЛ в диапазоне $\lambda = 1100-1700$ нм записывались временные зависимости сигнала ФЛ на фиксированной длине волны (рис. 2.5а). Из совокупности полученных кинетических кривых формировался трехмерный график – спектро-кинетическая зависимость ФЛ (рис. 2.5б), отражающая изменение спектра ФЛ в зависимости от времени задержки после импульса возбуждающего излучения. Сечения данного трехмерного спектра плоскостью, перпендикулярной временной оси, позволяют получить вид спектра в конкретный момент времени после возбуждающего импульса (рис. 2.5в). При интегрировании полученной спектро-кинетической зависимости по времени

можно получить интегральный спектр ФЛ исследуемой структуры (рис. 2.5г), аналогичный спектру, измеряемому при регистрации сигнала ФЛ без временного разрешения.

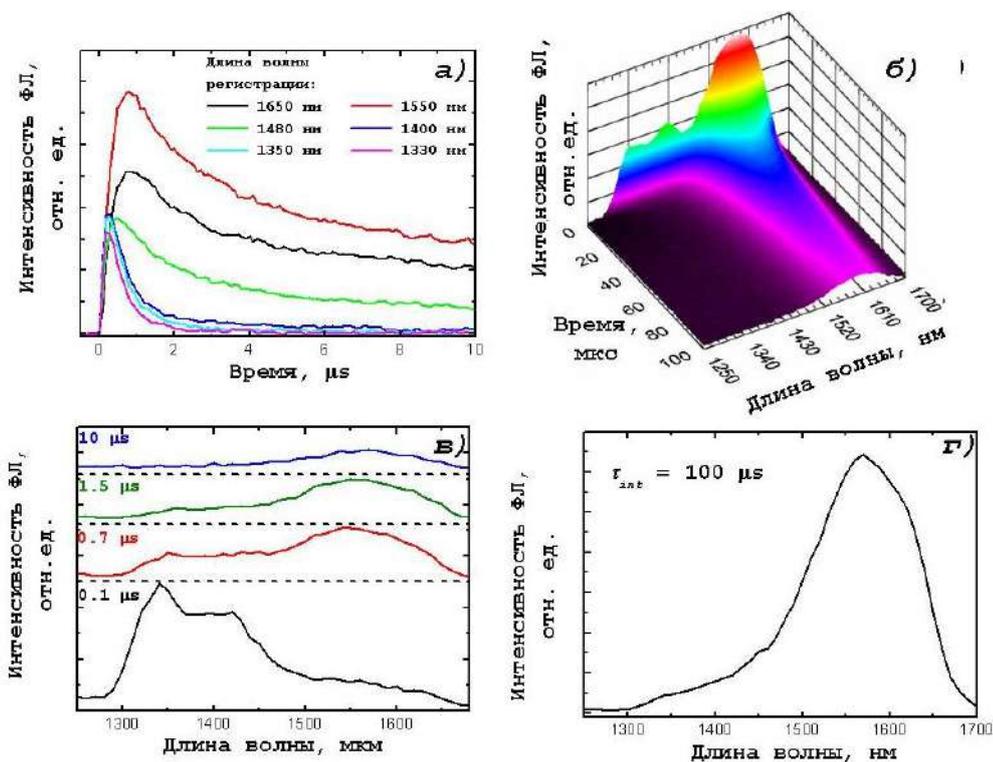


Рис. 2.5 а) Временные зависимости сигнала ФЛ структуры с Ge(Si) островками, соответствующие различным длинам волн регистрируемого сигнала ФЛ. б) Спектрокинетическая зависимость ФЛ структуры с Ge(Si) островками. в) Вид спектра ФЛ структуры с Ge(Si) островками в различные моменты времени после возбуждающего импульса. г) Интегральный спектр ФЛ структуры с Ge(Si) островками. Спектры получены при температуре 20 К для структуры №1282 (см. табл. 2.1).

2.3.4. Методика спектроскопии возбуждения фотолюминесценции.

Метод спектроскопии возбуждения ФЛ является эффективным инструментом, позволяющим исследовать структуру энергетических уровней, вовлеченных в процессы поглощения света в полупроводниках [146, 147, 148]. Данный метод хорошо развит и широко применяется для исследования прямозонных структур с квантовыми ямами [148] и квантовыми точками [146, 147]. Суть метода спектроскопии возбуждения ФЛ заключается в исследовании зависимости сигнала ФЛ от длины волны возбуждающего излучения (λ_{ex}). При изучении квантовых ям и квантовых точек на основе прямозонных структур, как правило, исследуется зависимость интенсивности ФЛ на определенной (фиксированной) длине волны регистрируемого сигнала ФЛ, соответствующей оптическому переходу между уровнями размерного квантования [149]. Аналогичный подход был применен в работе [50] при

исследовании излучательных свойств однослойной структуры с Ge(Si)/Si(001) квантовыми точками.

Как отмечалось в Главе 1, структуры с Ge(Si) островками характеризуются широкой линией ФЛ из-за существенной неоднородности островков по составу, размерам и распределению упругих напряжений [1, 46, 121], а также из-за наличия в спектрах ФЛ островков линий, соответствующих оптическим переходам как с участием, так и без участия фононов [44, 123, 130]. При этом ширина и положение линии ФЛ Ge(Si) островков существенно зависят от мощности возбуждающего излучения вследствие комплекса причин (см. раздел 1.2): кулоновское искривление энергетических зон при заполнении островков носителями заряда [123], заполнение носителями заряда островков, имеющих вследствие разброса по параметрам различные глубины потенциальных ям для носителей заряда [104, 106], а также в связи с заполнением тяжелыми дырками высокоэнергетических состояний в островках [138]. Получение спектров возбуждения ФЛ островков предполагает запись спектров ФЛ при различных длинах волн возбуждающего излучения λ_{ex} . При этом, при изменении длины волны излучения накачки в диапазоне $\lambda_{ex} = 950-1060$ нм, соответствующем краю межзонного поглощения в кремнии, происходит резкое уменьшение коэффициента поглощения излучения в исследуемых структурах [165] и, как следствие, значительное снижение концентрации неравновесных носителей заряда, генерируемых в активной области структуры. Поэтому при энергиях фотона возбуждающего излучения меньших ширины запрещенной зоны кремния может наблюдаться значительное изменение вида спектров ФЛ структур с Ge(Si) островками, аналогичное наблюдаемому при уменьшении мощности накачки в условиях межзонного для кремния оптического возбуждения ($\lambda_{ex} < 1060$ нм). Таким образом, исследование спектров возбуждения ФЛ при фиксированной длине волны регистрируемого сигнала ФЛ не всегда является достаточно информативным. В связи с вышеописанными причинами, для исследования оптических свойств SiGe структур с самоформирующимися наноостровками в диссертации была разработана модификация метода спектроскопии возбуждения ФЛ, состоящая в регистрации сигнала ФЛ как с временным, так и со спектральным разрешением (т.е. спектро-кинетических зависимостей ФЛ) при различных длинах волн возбуждающего излучения [A1].

Ниже будут продемонстрированы преимущества предложенной модификации метода спектроскопии возбуждения ФЛ на примере исследования многослойной структуры с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися наноостровками, выращенной методом МПЭ при температуре 650°C (структура №1282 в таблице 2.1).

При определенных условиях возбуждения (в некотором интервале значений мощности межзонной накачки) в спектро-кинетической зависимости ФЛ структур с Ge(Si) островками могут присутствовать несколько сигналов ФЛ, различающихся как спектральным положением, так и характерными временами спада, и отвечающих различным механизмам излучательной рекомбинации в исследуемых структурах. Например, на рис. 2.6 приведена спектро-кинетическая зависимость ФЛ структуры с Ge(Si) островками, полученная при межзонном оптическом возбуждении ($\lambda_{ex} = 780$ нм). Наряду с сигналом экситонной ФЛ объемного кремния (сигнал на длине волны 1130 нм) в спектре исследуемой структуры наблюдаются две широкие линии ФЛ с существенно различными временами спада: "медленный" сигнал в спектральном диапазоне 1450-1700 нм с характерными временами спада вплоть до единиц миллисекунд и "быстрый" сигнал в диапазоне 1300-1450 нм с временем спада $\sim 0.1-1$ мкс (рис. 2.6а). Длинноволновый, «медленный» сигнал ФЛ связывается с непрямой в реальном пространстве оптической рекомбинацией дырок, локализованных в Ge(Si) островках, и электронов, локализованных в Si на гетерогранице II-типа с островком. Природа «быстрого» сигнала ФЛ будет более подробно рассмотрена в Главе 3. Из интегрального спектра ФЛ исследованной структуры, полученный в результате интегрирования спектро-кинетической зависимости ФЛ по широкому (0-1000 мкс) временному интервалу (рис. 2.6 (б)), видно, что вклад в интегральный спектр ФЛ дают оба сигнала, что затрудняет их отдельное спектральное исследование. В то же время, интегрирование спектро-кинетической зависимости ФЛ по разным временным интервалам позволяет выделить спектры отдельных компонент ФЛ, доминирующих на различных масштабах времен задержки после импульса накачки (см. рис. 2 г и 2 е). Разделив таким образом компоненты, соответствующие различным излучательным процессам, можно исследовать их поведение в зависимости от различных условий измерения (таких как мощность накачки, длина волны возбуждения, температура и т.д). В частности, спектр возбуждения различных компонент ФЛ структур с Ge(Si) островками может быть получен из зависимости их интегральной (как по времени, так и по длине волны) интенсивности от длины волны возбуждающего излучения. Анализ полученных спектров возбуждения ФЛ позволит получить дополнительную информацию о механизмах поглощения излучения накачки и излучательной рекомбинации в структурах с Ge(Si) островками.

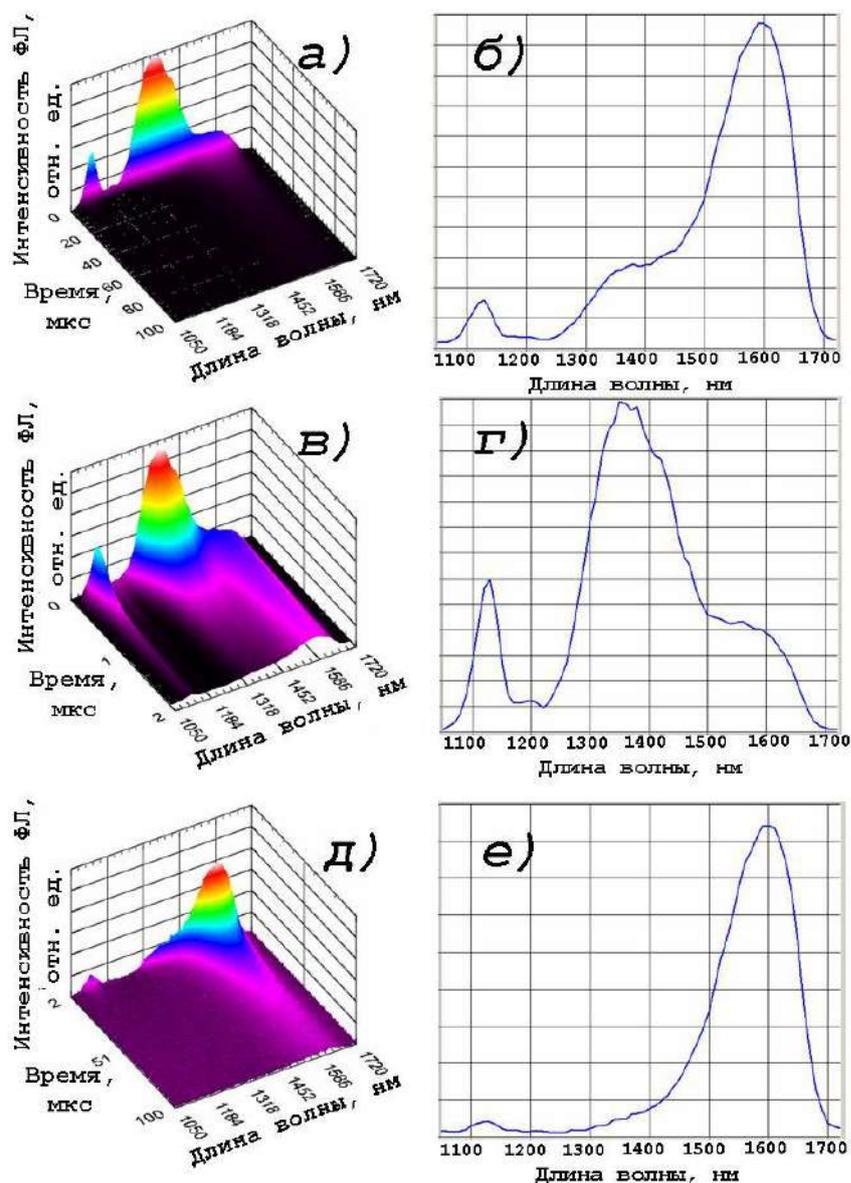


Рис.2.6. Спектро-кинетическая зависимость ФЛ структуры с Ge(Si) островками, рассмотренная на различных временных интервалах: 0-100 мкс (*a*), 0-2 мкс (*б*) и 2-100 мкс (*д*). Интегральные спектры ФЛ, полученные путем интегрирования спектро-кинетической зависимости ФЛ по соответствующим временным интервалам (0-1000 мкс (*б*), 0-2 мкс (*г*) и 2-1000 мкс (*е*)). Данные получены при межзонном оптическом возбуждении ($\lambda_{\text{ex}} = 780$ нм) и температуре 20 К.

Спектро-кинетические исследования ФЛ Ge(Si) островков проводились в диапазоне температур $T = 4.2-300$ К с использованием заливного гелиевого оптического криостата OptCryo105 ("РТИ") или гелиевого криостата замкнутого цикла CS202 ("Advanced Research Systems") с системой автоматической регулировки температуры, или в жидком азоте при температуре $T = 77$ К.

2.3.5. Наблюдение сигнала, связанного с комбинационным рассеянием света, в спектрах ФЛ структур с Ge(Si) островками.

Как будет показано в Главе 3, сигнал ФЛ Ge(Si) островков наблюдается при длинах волн возбуждения вплоть до 1400 нм. В этом случае, длина волны возбуждения близка к спектральному диапазону регистрации ФЛ и свой вклад в спектр могут давать линии, связанные с комбинационным рассеянием света (КРС) в структуре. В частности, при возбуждении исследуемых SiGe гетероструктур с островками излучением с длиной волны $\lambda_{\text{ex}} = 1130\text{-}1400$ нм помимо сигналов, связанных с рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si) островках и их окрестностях, в спектрах ФЛ исследованных структур наблюдалась интенсивная узкая линия, обладающая коротким (< 10 нс) временем спада (рис. 2.7а). На фоне данного интенсивного сигнала сигнал ФЛ, связанный с рекомбинацией в островках, становится практически незаметен (рис. 2.7а). Однако вычитание из имеющейся спектро-кинетической зависимости всего первых 15 нс позволяет наблюдать спектро-кинетическую зависимость ФЛ Ge(Si) островков (рис. 2.7б) Дальнейшие исследования показали, что интенсивность, спектральное положение и форма обнаруженного быстрого сигнала практически не зависят от температуры измерения, и данный сигнал наблюдается как при 77 К, так и при комнатной температуре. Тщательное исследование обнаруженного быстрого сигнала при комнатной температуре выявило, что речь идет о серии линий, положение которых определяется длиной волны возбуждения (рис. 2.8 а).

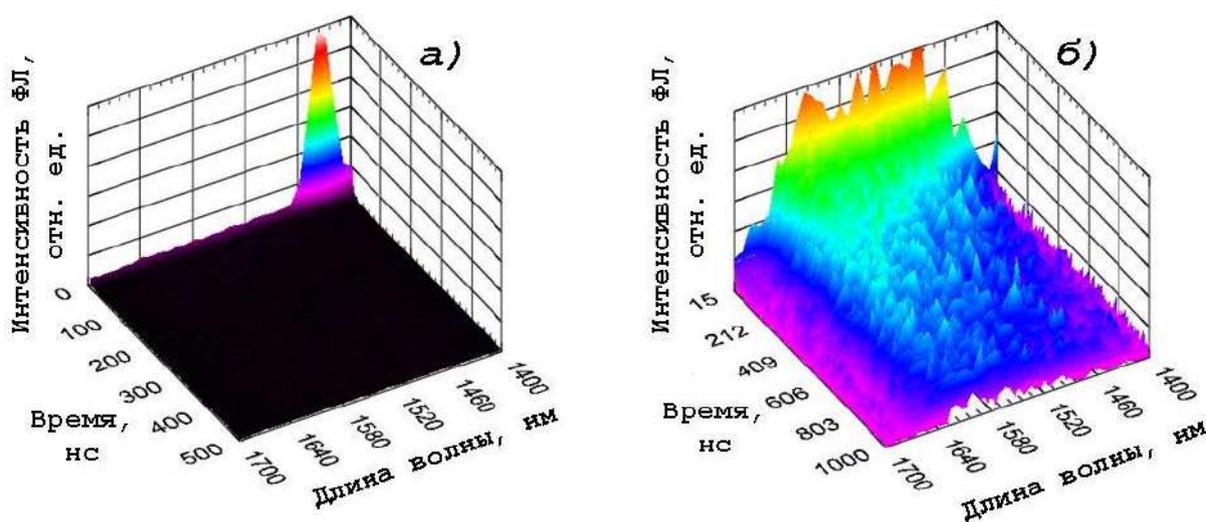


Рис. 2.7. Спектро-кинетическая зависимость сигнала ФЛ структуры с Ge(Si) островками, сформированной при 600 °С (структура #1282 в табл. 2.1), на временном интервале 0–1000 нс (а) и 15–1000 нс (б). Спектры получены при $T = 77$ К и $\lambda_{\text{ex}} = 1260$ нм.

Чтобы убедиться, что наблюдаемый быстрый сигнал связан с комбинационным рассеянием света в структуре, было проведено сравнение зависимости интенсивности ФЛ исследуемой структуры с Ge(Si) островками при комнатной температуре от разницы энергий кванта возбуждения и энергии регистрации сигнала, с одной стороны, и спектра КРС Si, с другой стороны [166] (рис. 2.8б-в). Из этого сравнения видно, что спектральное положение узких линий в спектре ФЛ исследованной структуры близко к положению линий в спектре КРС кремния. Важным отличием спектра ФЛ исследованной SiGe/Si структуры от спектра КРС в Si является малая интенсивность линии вблизи 520 см^{-1} , соответствующей рассеянию на ТО-фононе в Γ -долине в Si. Данное несоответствие объясняется использованием при измерениях ФЛ интерференционных фильтров, существенно подавляющих интенсивность регистрируемого излучения при длинах волн меньше 1500 нм.

Окончательным доказательством того, что описываемый быстрый люминесцентный отклик не связан с Ge(Si) островками, стало обнаружение аналогичного быстрого сигнала в спектре ФЛ Si подложки [A1].

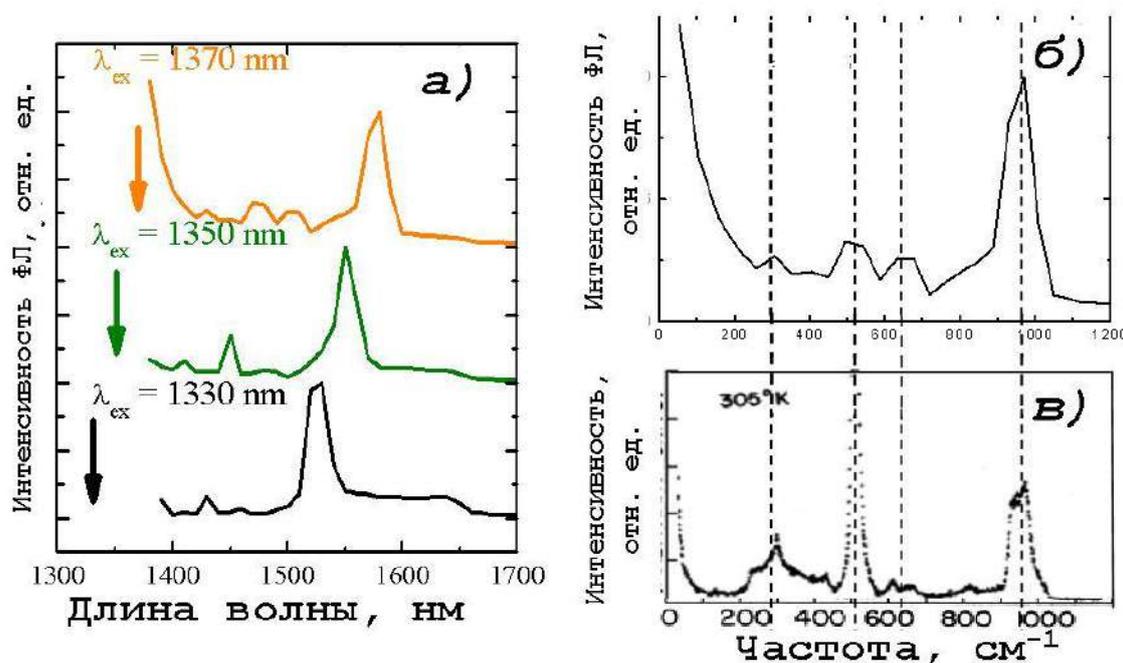


Рис. 2.8 а) Спектры ФЛ структуры #1282 (см. Табл. 2.1), полученные путем интегрирования по временному интервалу 0-50 нс, при различных длинах волн возбуждения. $T = 300\text{ K}$. б-в) сравнение спектра ФЛ исследуемой SiGe структуры, полученной при возбуждении с излучением с длиной волны $\lambda_{ex} = 1370\text{ nm}$ (б) и спектра КРС в Si [166] (в).

В случае записи спектров ФЛ SiGe структур без временного разрешения в условиях мощного импульсного оптического возбуждения сигнал КРС может быть ошибочно связан с оптическими процессами, проходящими в Ge(Si) островках. В то же время, запись кинетики ФЛ на фиксированной длине волны при изменении длины волны возбуждения также не поможет в определении сигналов, связанных с КРС, так как помимо КРС в структуре могут происходить и другие процессы с короткими излучательными временами. Решением данной проблемы является регистрация спектро-кинетических зависимостей при различных длинах волн возбуждения: линии, связанные с КРС, сдвигаются вместе с длиной волны возбуждения, а сигнал, связанный с рекомбинацией носителей заряда в островках практически не меняет свое спектральное положение. Для него изменяется в первую очередь интенсивность в соответствии с изменением эффективности генерации неравновесных носителей заряда в островках и их окрестности. Таким образом, применение модифицированной методики спектроскопии возбуждения ФЛ, позволит выделить сигнал КРС и исключить его из дальнейшего анализа.

2.4. Расчет зонных диаграмм SiGe гетероструктур с Ge(Si) островками.

Для расчёта энергии оптических переходов в Ge(Si) островках была использована компьютерная программа, написанная г.н.с. ИФМ РАН д.ф.-м.н. В.Я.Алёшкиным и н.с. Н.А. Бекиным [167]. Данная программа выполняла расчет зонной диаграммы и положения энергетических уровней носителей заряда в Ge(Si) островке и его окрестностях по заданным значениям состава и упругих напряжений в островках. При расчетах Ge(Si) островок рассматривался как однородно напряженный SiGe слой, толщина, состав и параметр кристаллической решетки которого соответствуют высоте, составу и параметру кристаллической решетки островка. Данная аппроксимация возможна, так как по данным ПЭМ при температуре роста $>600^{\circ}\text{C}$ (структуры, исследованные в работе) размер Ge(Si) островков в плоскости роста составляет ≥ 100 нм и примерно на порядок превосходит их высоту. В расчетах учитывалось изменение положения энергетических зон Si вблизи островка, связанное с распространением полей упругих напряжений от островков в Si слое. Деформации вблизи островка приводят к тому, что энергия шести Δ -долин, образующих дно зоны проводимости в Si, изменяется [1, 113]. При этом энергия двух Δ -долин, ориентированных перпендикулярно плоскости роста (2 Δ -долин), понижается, а энергия четырех Δ -долин, ориентированных в плоскости роста (4 Δ -долин), соответственно, повышается. В результате понижения энергии 2 Δ -долин в Si слое вблизи границы островка формируется потенциальная яма, в которой может появиться связанное состояние электрона (рис. 2.9).

Для определения положения энергетических зон в Si и SiGe использовались следующие формулы [1, 113, 168]:

1) Положение потолка зоны тяжелых дырок:

$$E_v^{hh}(x, y) = b(x)(\varepsilon_{xx}(x, y) - \varepsilon_{zz}(x, y)) + E_v(x, y)$$

2) Положение потолка зоны легких дырок:

$$E_v^{lh}(x, y) = E_v(x, y) - \frac{\Delta(x)}{2} - \frac{b(x)(\varepsilon_{xx}(x, y) - \varepsilon_{zz}(x, y))}{2} + \sqrt{\frac{\Delta(x)^2 - 2\Delta(x)b(x)(\varepsilon_{xx}(x, y) - \varepsilon_{zz}(x, y)) + 9b(x)^2(\varepsilon_{xx}(x, y) - \varepsilon_{zz}(x, y))^2}{2}},$$

где

$$E_v(x, y) = E_{av}(x, y) + \frac{\Delta(x)}{3},$$

$$E_{av}(x, y) = \frac{-\Delta(0)}{3} + a_v(0)(2\varepsilon_{xx}(0,0) + \varepsilon_{xx}(0,0)) + (0.47 - 0.06y)x - \text{среднее значение края}$$

валентной зоны в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (ноль отсчета E_v соответствует потолку валентной зоны в недеформированном Si),

$$\Delta(x) = \Delta\text{Si}(1-x) + \Delta\text{Ge} \cdot x - \text{величина спинового расщепления в } \text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x,$$

$$b(x) = b\text{Si}(1-x) + b\text{Ge} \cdot x - \text{деформационный потенциал валентной зоны в } \text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x,$$

$$a_v(x) = a_v\text{Si}(1-x) + a_v\text{Ge} \cdot x - \text{деформационный потенциал валентной зоны в } \text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x.$$

3) Положение дна зоны проводимости для 2Δ - и 4Δ -электронов:

$$E^{2\Delta}(x, y) = E_{av}^{\Delta}(x, y) + \frac{2}{3}\Xi_u(x)(\varepsilon_{zz}(x, y) - \varepsilon_{xx}(x, y)),$$

$$E^{4\Delta}(x, y) = E_{av}^{\Delta}(x, y) - \frac{1}{3}\Xi_u(x)(\varepsilon_{zz}(x, y) - \varepsilon_{xx}(x, y)),$$

где $E_{av}^{\Delta}(x, y) = E_v(x, y) + E_g^{\Delta}(x) + [\Xi_u^{\Delta}\text{Si} + (\Xi_u^{\Delta}\text{Ge} - \Xi_u^{\Delta}\text{Si})x](2\varepsilon_{xx}(x, y) + \varepsilon_{zz}(x, y))$ - среднее значение дна зоны проводимости в Δ -долине напряженного $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ без учета экситонных эффектов,

$$E_g^{\Delta}(x) = (1.17 - 0.43x + 0.206x^2) - \frac{4.73 \cdot 10^{-4} T^2}{T + 636} - \text{ширина запрещенной зоны } \text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x \text{ при}$$

температуре T без учета экситонных эффектов,

$$\Xi_u(x) = \Xi_u\text{Si} + (\Xi_u\text{Ge} - \Xi_u\text{Si})x - \text{деформационный потенциал зоны проводимости } \text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x,$$

$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ - напряжение в направлениях x и y (плоскость роста),

ε_{zz} - напряжение в направлении z (направление роста),

x - содержание Ge в напряженном $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое,

y – содержание Ge, при котором постоянная решетки $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ слоя равна постоянной решетки напряженного $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоя.

Значения коэффициентов и b_{Si} , b_{Ge} , av_{Si} , av_{Ge} , $\Xi_u\text{Si}$, $\Xi_u\text{Ge}$ брались из работы [1], значения коэффициентов $\Xi_u^A\text{Si}$, $\Xi_u^A\text{Ge}$ – из работы [168].

Моделируемые Ge(Si) островки характеризовались двумя экспериментальными параметрами – содержанием Ge в островках и величиной остаточных упругих напряжений (RES), которая определяется как

$$RES = \left(\frac{a_{\text{GeSi}} - a_{\text{isl}}}{a_{\text{GeSi}} - a_{\text{sub}}} \right) \cdot 100\% ,$$

где a_{sub} – параметр решетки Si подложки, a_{isl} – параметр решетки в плоскости роста островков со средней долей Ge x_{isl} , a_{GeSi} – параметр решетки ненапряженного GeSi слоя с такой же долей Ge. Как было определено ранее с помощью метода рентгеновской дифракции и КРС, величина RES в многослойных структурах составляет $\sim 70\text{-}90\%$ [132]. При этом, как показали расчеты зонной диаграммы, изменение величины RES в данном диапазоне на ширину запрещенной зоны SiGe влияет несущественно. В расчетах зонной диаграммы использовалось значение $RES = 80\%$.

Параметры структуры задавались в виде таблицы, в которой различным координатам в направлении роста структуры соответствовали различные значения постоянной решетки и содержания Ge в твердом растворе. Таблица 2.3 представляет собой образец массива данных, использовавшихся для расчета зонной диаграммы в окрестности Ge(Si) островка. В качестве примера в таблице 2.3 приведены параметры для структуры с содержанием Ge $x = 0.48$ и величиной $RES = 80\%$. На рисунке 2.9 показана зонная диаграмма в окрестности Ge(Si) островка, рассчитанная с помощью описанной программы на основании массива данных, приведенных в таблице 2.3.

Таблица 2.3. Заданные параметры однослойной структуры с Ge(Si)/Si островками, характеризующимися содержанием Ge $x = 0.48$ и величиной $RES = 80\%$.

	Координата в направлении роста, нм	Постоянная решетки a , Å	Содержание Ge (x) в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое
Si подложка (a_{sub})	0	5.431	0
	10	5.431	0
	20	5.451	0
Ge(Si) островок (a_{isl})	20	5.451	0.48
	30	5.451	0.48

Покровный слой Si (a_{sub})	30	5.451	0
	40	5.431	0
	50	5.431	0

При этом постоянная решетки в плоскости роста островка определялась как

$$a_{isl} = a_{SiGe}(x) - RES(a_{SiGe}(x) - a_{sub}),$$

где a_{sub} – постоянная решетки Si подложки,

$a_{SiGe}(x) = a_{Si} + 0.200326x(1-x) + (a_{Ge} - a_{Si})x^2$ – постоянная решетки релаксированного $Si_{1-x}Ge_x$ слоя [169] с содержанием Ge x_{isl} .

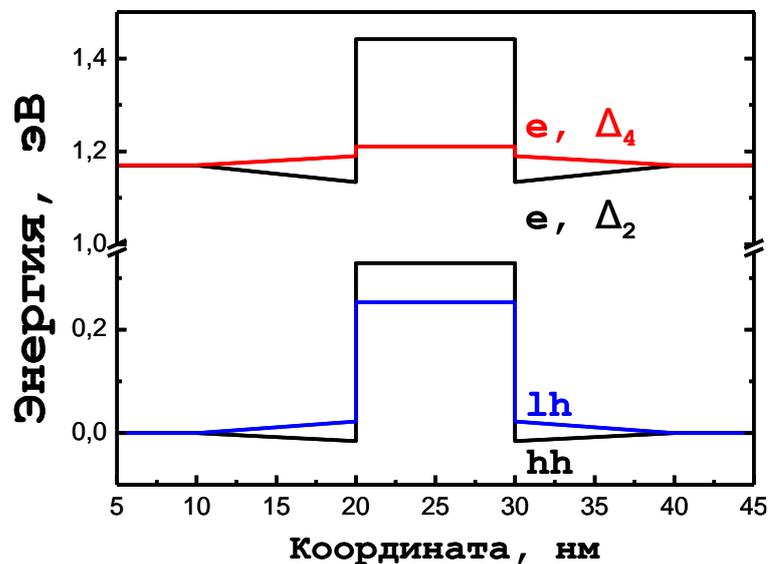


Рис. 2.9. Рассчитанная зонная диаграмма Ge(Si) островка в однослойной структуре, обладающей параметрами, заданными в таблице 2.3. Δ_2 , Δ_4 – уровни энергий, соответствующие дну зоны проводимости в 2 Δ - и 4 Δ -долинах, hh и lh - уровни энергий, соответствующие потолку валентной зоны для тяжелых и легких дырок.

Отметим, что для структур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями Si, сформированными на релаксированном SiGe буфере, использовалась та же программа, но задавался более сложный профиль структуры (табл. 2.4.) и иначе определялась постоянная решетки островка.

Для структур с Ge(Si)/sSi островками величина остаточных упругих напряжений определялась как:

$$RES = \left(\frac{a_{GeSi} - a_{isl}}{a_{GeSi} - a_{buff}} \right) \cdot 100\% ,$$

где a_{buff} – параметр решетки релаксированного SiGe буферного слоя с содержанием германия x_{buff} , a_{isl} – параметр решетки в плоскости роста островков со средней долей Ge x_{isl} , a_{GeSi} – параметр решетки ненапряженного GeSi слоя с долей Ge x_{isl} . В расчетах зонной структуры использовалось значение RES = 80-90%, полученное ранее для Ge(Si)/Si(001) островков с покровным Si слоем [20, 170].

В качестве примера в таблице 2.4 приведены параметры, использовавшиеся для расчета зонной диаграммы структуры с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на релаксированном SiGe буфере с содержанием Ge $x_{buff} = 0.24$. Содержание Ge в Ge(Si)/sSi островке составляло $x_{isl} = 0.68$, величина RES – 80%.

Таблица 2.4. Заданные параметры однослойной структуры с Ge(Si)/sSi островками, характеризующимися содержанием Ge $x_{isl} = 0.68$ и величиной RES = 80%. Содержание Ge в релаксированном буферном слое составляет $x_{buff} = 0.24$.

	Координата в направлении роста, нм	Постоянная решетки a , Å	Содержание Ge (x) в Si _{1-x} Ge _x слое
SiGe буферный слой (a_{buff} , x_{buff})	0	5.480	0.24
	8	5.480	0.24
sSi слой (a_{buff})	8	5.480	0
	11	5.499	0
Ge(Si) островок (a_{isl} , x_{isl})	11	5.499	0,68
	21	5.499	0,68
sSi слой (a_{buff})	21	5.499	0
	23	5.480	0
SiGe покровный слой (a_{buff} , x_{buff})	23	5.480	0.24
	31	5.480	0.24

$$a_{isl} = a_{SiGe}(x) - RES(a_{SiGe}(x) - a_{buff}),$$

где

$a_{SiGe}(x) = a_{Si} + 0.200326x(1-x) + (a_{Ge} - a_{Si})x^2$ – постоянная решетки релаксированного Si_{1-x}Ge_x слоя [169] с содержанием Ge x_{isl} ,

$a_{buff} = a_{SiGe}(x_{buff})$ – постоянная решетки SiGe буферного слоя.

Постоянная решетки sSi слоя полагалась равной постоянной решетки SiGe буферного слоя, на котором sSi слой был сформирован.

Выводы к Главе 2.

В данной Главе приведены описания методики и условий эпитаксиального роста исследованных в диссертации структур с самоформирующимися Ge(Si) островками на подложках Si(001) и "кремний-на-изоляторе", и на релаксированных SiGe буферных слоях, а также описание методов подготовки подложек и характеристики выращенных структур. Глава содержит перечень основных параметров и характеристик исследуемых в работе структур с Ge(Si) самоформирующимися островками. Приведено подробное описание методов измерения ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными на различных подложках, в условиях непрерывного и импульсного оптического возбуждения. Представлено краткое описание принципов расчета зонных диаграмм SiGe гетероструктур.

Оригинальным результатом данной Главы является методика спектроскопии возбуждения ФЛ, модифицированная для изучения процессов поглощения и излучения света в структурах с Ge(Si)/Si(001) и Ge(Si)/SOI самоформирующимися наноструктурами [A1]. Суть модифицированной методики спектроскопии возбуждения ФЛ состоит в регистрации спектро-кинетических зависимостей ФЛ исследуемых структур при различных длинах волн возбуждающего излучения. Использование данной методики позволило учесть изменение формы спектра Ge(Si) островков при изменении длины волны возбуждения, получить спектры возбуждения ФЛ для различных компонент спектров ФЛ исследуемых структур, соответствующих различным излучательным процессам в островках, и также выделить и исключить из последующего анализа компоненты в спектре ФЛ исследованных структур, не связанные с излучательной рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si) островках [A1].

Глава 3. Излучательные свойства многослойных структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, выращенными на подложках Si(001) и «кремний-на-изоляторе».

Как было показано в обзоре литературных данных, представленном в Главе 1, на момент начала работы над диссертацией SiGe гетероструктуры с Ge(Si) островками представляли значительный интерес в связи с возможностью их использования для создания элементов кремниевой оптоэлектроники. Во многом этот интерес связан с наблюдением в структурах с Ge(Si) островками сигнала люминесценции в области длин волн 1.3-1.5 мкм [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22]. Кроме этого, интерес к оптическим свойствам структур с Ge(Si) островками вызван возможностью использования SiGe структур в качестве модельных для изучения процессов поглощения света и излучательной рекомбинации носителей заряда в низкоразмерных гетероструктурах с непрямым характером строения энергетических зон.

Как известно, в структурах с Ge(Si) наноструктурами реализуется II-тип разрыва гетерограниц [1, 116, 117], и полагается, что основной вклад в люминесценцию островков дает не прямая в реальном пространстве излучательная рекомбинация пространственно разделенных электронов, находящихся в слое Si на гетерогранице с островком, и дырок, локализованных в Ge(Si) островке [11, 119, 120] (см., например, рис. 1.2). Пространственная локализация носителей заряда в Ge(Si) островках и их окрестностях значительно уменьшает негативное воздействие различных структурных дефектов на излучательную рекомбинацию носителей заряда в островках [171]. Однако пространственное разделение электронов и дырок в структурах с Ge(Si) островками затрудняет их излучательную рекомбинацию. В то же время, величина потенциального барьера для электронов на границе островка определяется параметрами островков и окружающей Si матрицы и, как правило, не превышает нескольких десятков мэВ [51]. Этот факт позволяет рассматривать возможность наблюдения в структурах с Ge(Si) островками как не прямых, так и прямых в реальном пространстве оптических переходов, когда рекомбинирующие электрон и дырка оказываются локализованными в островке [44, 50, 118]. При этом увеличивается перекрытие волновых функций электрона и дырки, и, как следствие, вероятность излучательного перехода. Поэтому реализация прямых в реальном пространстве оптических переходов в структурах с Ge(Si) островками и установление их вклада в сигнал люминесценции островков позволяет определить пути увеличения эффективности излучательной рекомбинации в данном классе кремниевых наноструктур.

При использовании оптического возбуждения люминесценции существенное влияние на излучательные свойства островков оказывает то, каким образом фотовозбужденные носители заряда попадают в островки. Вклад в возбуждение ФЛ Ge(Si) островков может давать как генерация носителей заряда в окружающей кремниевой матрице с последующей их диффузией в островки, так и непосредственное поглощение возбуждения накачки островками и Ge смачивающим слоем. Естественно предположить, что соотношение вкладов, вносимых данными каналами в возбуждение сигнала ФЛ островков, зависит от условий эксперимента (длина волны и мощность накачки, температура измерения) и от типа исследуемых структур (тип используемой подложки, толщина активной области с островками и т.д.).

Как было показано в Главе 1, подавляющее большинство исследований излучательных свойств структур с Ge(Si) островками, описанных в литературе, выполнено с использованием методики стационарной спектроскопии люминесценции: использование непрерывной накачки на фиксированной длине волны. Расширение набора методик спектроскопии люминесценции для исследования структур с Ge(Si) островками даст дополнительную информацию о природе излучательных переходов в островках и о влиянии условий возбуждения на их излучательные свойства. Данная Глава посвящена исследованию оптических свойств многослойных структур с Ge(Si) островками как методом стационарной спектроскопии ФЛ, так и спектроскопии ФЛ с временным разрешением и спектроскопии возбуждения ФЛ. Применение различных методик исследования ФЛ позволило выявить вклад в сигнал ФЛ Ge(Si) островков излучательной рекомбинации как пространственно разделенных носителей заряда, так и носителей заряда, локализованных в островках, и установить условия, при которых вклад пространственно прямой излучательной рекомбинации в сигнал ФЛ островков может быть основным. Особое внимание в данной Главе уделяется изучению динамики фотовозбужденных носителей заряда в многослойных структурах с Ge(Si) островками и определению основных механизмов возбуждения ФЛ Ge(Si) островков при различных температурах и длинах волн возбуждения. Продемонстрировано, что в исследованных структурах наблюдается поглощение возбуждающего излучения на межзонных переходах непосредственно в Ge(Si) островках и определен длинноволновый край этого поглощения.

3.1. Спектро-кинетические зависимости ФЛ структур с Ge(Si) островками.

В данном параграфе выполнен анализ спектро-кинетических зависимостей ФЛ структур с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами, выращенными на подложках Si(001) и «кремний-на-изоляторе» («silicon on insulator», SOI). Выявлены основные сигналы, наблюдаемые в спектрах ФЛ, и определены их временные характеристики.

Исследуемые в данном разделе многослойные (20 слоев) структуры с Ge(Si) островками были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии из твердых источников при температурах $T_p = 600-700$ °С на подложках Si(001) и SOI. Использование многослойных структур позволяет увеличить объемную плотность Ge(Si) островков, что приводит к заметному увеличению интенсивности ФЛ структур. Основные параметры исследованных структур представлены в Таблице 3.1. Подробное описание исследованных структур приведено в разделе 2.1.5. Возбуждение ФЛ осуществлялось импульсным излучением параметрического генератора света MPO-SL (Spectra-Physics) с длительностью импульса 5 нс. Спектры ФЛ с наносекундным временным разрешением записывались с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, фотоэлектронного умножителя Hamamatsu (спектральный диапазон 0.9-1.7 мкм, время отклика ~ 2 нс) на основе InP/InGaAs и цифрового осциллографа LeCroy. Более подробно методика измерения спектров ФЛ с временным разрешением описана в разделе 2.3.3.

Таблица 3.1. Параметры исследованных многослойных (20 слоев) структур с Ge(Si) островками.

Структура	Тип подложки	$T_{\text{роста}}, ^\circ\text{C}$	Толщина слоя Si, разделяющего соседние слои с островками, нм
#1201	Si(001)	600	17
#1282	Si(001)	650	20
#1287	Si(001)	675	25
#1203	Si(001)	700	26
#1348	SOI	650	17
R306	Si(001)	650	20

На рисунке 3.1 приведены спектро-кинетические зависимости ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированных на подложках Si(001) при различных температурах роста. Спектры получены при температуре 20 К при использовании межзонного оптического

возбуждения (длина волны возбуждения $\lambda_{ex} = 650$ нм). В области длин волн 1400-1700 нм в спектрах ФЛ всех исследованных структур наблюдается широкая полоса ФЛ с большими (>100 мкс) временами спада (рис. 3.1), связанная с пространственно непрямой рекомбинацией дырок, локализованных в островках, и электронов, находящихся в кремниевом слое на гетерогранице с островком [11, 119, 120] (рис. 3.2е). Спектр данной полосы ФЛ зависит от температуры роста структуры и смещается в область более высоких энергий (более коротких длин волн) при увеличении температуры роста (рис. 3.1). Данное смещение вызвано увеличением ширины запрещенной зоны в островках в результате уменьшения содержания Ge в них из-за ускорения диффузии кремния в островки при повышении температуры роста [20, 21, 76].

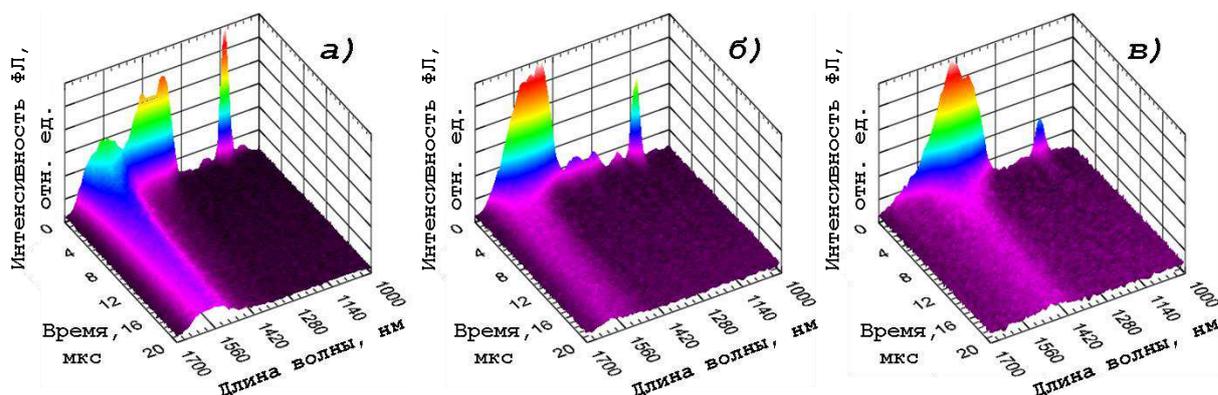


Рис. 3.1. Спектро-кинетические зависимости ФЛ структур с Ge(Si) островками, полученные при межзонном оптическом возбуждении ($\lambda_{ex} = 650$ нм) при температуре 20 К. Структуры с Ge(Si) островками сформированы на подложках Si(001) при температурах 650 °C (а), 675 °C (б) и 700 °C (в). Нагрузочное сопротивление на выходе детектора – 1 кОм.

Для выявления в люминесцентном сигнале структур с Ge(Si) островками компонент, имеющих малую интенсивность, их спектры ФЛ были исследованы при высоких уровнях оптической накачки с использованием дополнительного нагрузочного сопротивления на выходе детектора (см. раздел 2.3.3). На рисунке 3.2а-в приведены кинетические кривые сигнала ФЛ структуры, сформированной при 650 °C, соответствующие максимуму сигнала от Ge(Si) островков ($\lambda = 1580$ нм). Увеличение чувствительности системы регистрации за счет использования дополнительного нагрузочного сопротивления на выходе детектора позволило обнаружить, что при высоких уровнях оптической накачки временные зависимости ФЛ Ge(Si) островков характеризуются наличием нескольких участков с различными временами спада сигнала ФЛ (рис. 3.2), что ранее также наблюдалось в работе [47]. Начальный участок кинетики ФЛ с характерными временами спада 1-20 мкс (рис. 3.2а) соответствует быстрому

каналу рекомбинации носителей заряда в островках. Полагается, что благодаря высокой концентрации носителей заряда в островках ($\sim 10^3$ электронно-дырочных пар на островок) сразу после импульса возбуждения наблюдается сильное искривление энергетических зон из-за кулоновского взаимодействия электронов и дырок (рис. 3.2г). В результате такого искривления дырки в островках и электроны в кремниевом слое вблизи островков оказываются «поджаты» к гетерогранице островка, что увеличивает перекрытие их волновых функций и приводит к увеличению эффективности излучательной рекомбинации и уменьшению излучательного времени (переход 1 на рисунке 3.2г). [47] (далее – пространственно непрямая рекомбинация через быстрый канал). Отметим, что при высоких концентрациях носителей заряда в структуре также наблюдаются процессы Оже-рекомбинации, которые характеризуются временами спада \sim единиц-десятков наносекунд [48, 49, 172]. Однако на временных масштабах на приведенных рисунках сигнал, связанный с Оже-рекомбинацией, почти не виден и в дальнейшем в данной диссертации не обсуждается. Уменьшение концентрации носителей заряда в островках в результате излучательной и безызлучательной рекомбинации приводит к постепенному увеличению пространственного разделения электронов и дырок (рис. 3.2д), и, как следствие, к увеличению времени спада ФЛ. Данному процессу соответствует промежуточный участок кинетической кривой ФЛ островков на временах 50-1000 мкс после импульса накачки (рис. 3.2б) [47]. И, наконец, сигнал ФЛ, соответствующий рекомбинации пространственно разделенных электронов и дырок через границу Ge(Si) островка (рис. 3.2е), наблюдается на временах вплоть до десятков миллисекунд после импульса возбуждающего излучения (рис. 3.2в), что значительно превышает характерное время спада межзонной ФЛ кремния, сигнал которой в данном типе структур наблюдается на временах ~ 10 мкс. Существование столь длинных излучательных времен обусловлено, в первую очередь, пространственным разделением носителей заряда в островках. Как было отмечено выше, этому способствует также эффективная локализация дырок в Ge(Si) островках, что уменьшает влияние процессов безызлучательной рекомбинации носителей заряда на излучательные свойства Ge(Si) островков. Таким образом, наблюдение сигнала ФЛ Ge(Si) островков на временах до десятков миллисекунд свидетельствует о хорошем кристаллическом качестве исследованных структур.

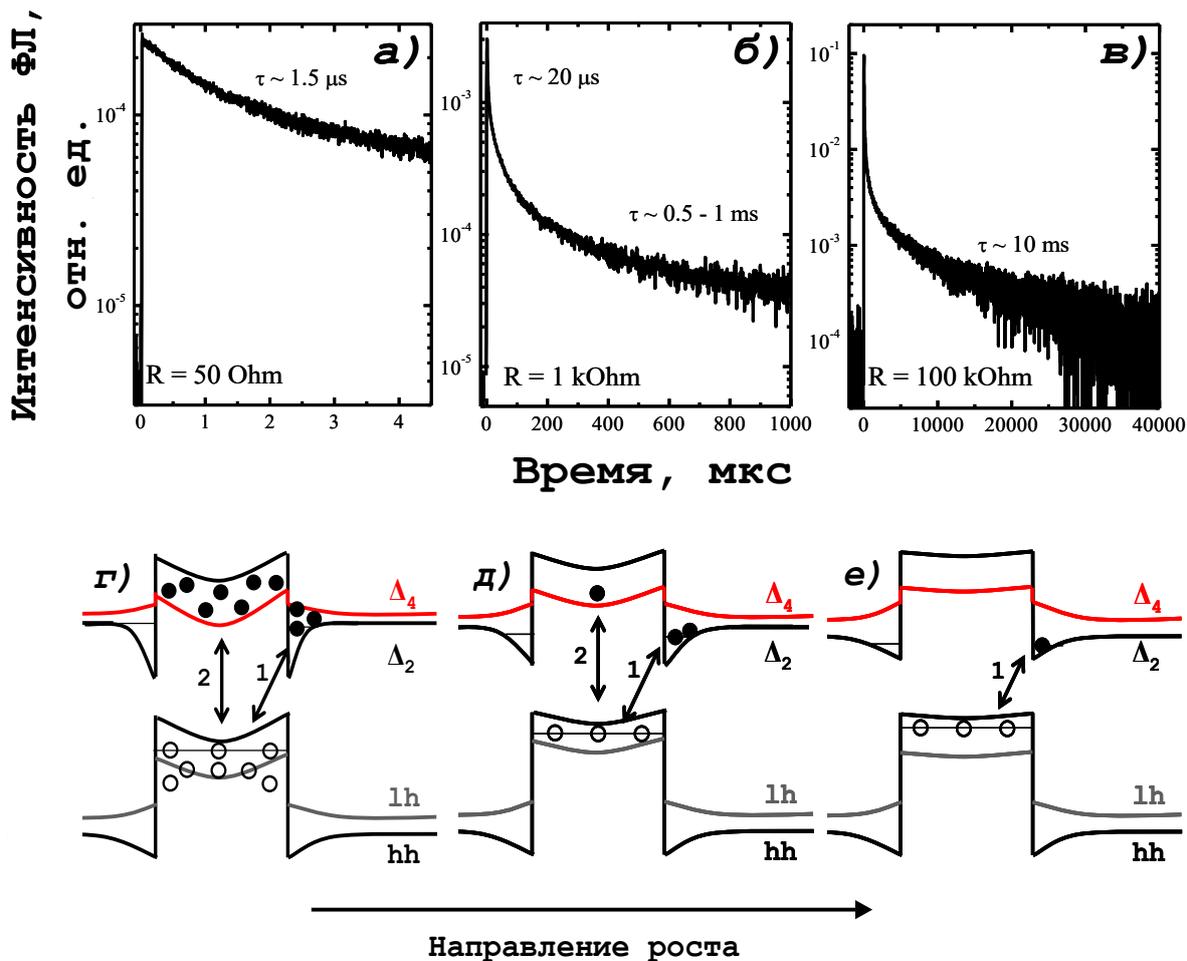


Рис. 3.2. а)-в) Кинетические кривые ФЛ Ge(Si)/Si островков (структура #1282, $T_p = 650$ °C), зарегистрированные с использованием различного нагрузочного сопротивления: 50 Ом (а), 1 кОм (б) и 100 кОм (в) на выходе детектора. Длина волны регистрации ФЛ ($\lambda = 1580$ нм) соответствует непрямым в реальном пространстве оптического перехода. Кинетические кривые измерены при температуре 4 К и длине волны возбуждения $\lambda_{\text{ex}} = 650$ нм.

г)-е) Схематическое изображение зонной диаграммы Ge(Si) островков при высокой мощности импульсной накачки (средняя мощность возбуждения 10 мВт), соответствующей задержке после импульса накачки до 100 мкс (г), до 1000 мкс (д) и после 1000 мкс (е). Стрелками обозначены пространственно не прямые (1) и пространственно прямые (2) излучательные переходы.

Наряду с сигналом ФЛ, связанным с рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si) островках, при межзонном оптическом возбуждении в спектрах ФЛ всех исследованных структур присутствует сигнал, связанный с межзонной излучательной рекомбинацией электронно-дырочных пар (экситонов) в Si подложке и разделительных Si слоях (пик на

длине волны $\lambda=1130$ нм) (рис. 3.1). Характерное время спада данного сигнала ФЛ составляет единицы микросекунд.

Кроме того, в ряде структур с Ge(Si) островками, а именно в структурах, полученных при температурах 600-650 °С, наблюдается сигнал ФЛ, расположенный в более высокоэнергетической области спектра (1300°–1450 нм) по отношению к сигналу ФЛ Ge(Si) островков и характеризующийся меньшими (0.1-1 мкс) временами спада (рис. 3.1а) [A1, A2, A19-A21]. Сигнал ФЛ, наблюдаемый в данной спектральной области, может быть связан либо с рекомбинацией носителей заряда в Ge смачивающем слое, либо с пространственно прямыми излучательными переходами в островках. Наблюдаемый быстрый сигнал ФЛ состоит из двух линий, расстояние между которыми составляет ~ 45 мэВ, что близко к энергии поперечного оптического фонона, отвечающего колебанию атомов связей Si-Ge в SiGe сплаве (TO_{Si-Ge}) (49 мэВ) [113]. Подобная форма линии характерна как для SiGe квантовых ям [116, 127118, 140], так и для сигналов ФЛ, ассоциируемых с оптическими переходами в Ge смачивающих слоях [42], и объясняется наличием составляющих, связанных с излучательной рекомбинацией носителей заряда без участия и с участием TO фононов. Однако, как известно из литературы, сигнал ФЛ, связанный с излучательными переходами в смачивающих слоях в структурах с Ge(Si) островками, как правило, наблюдается в более высокоэнергетической области спектра [42]. Кроме того, в спектрах ФЛ исследуемых структур присутствуют также линии ФЛ малой интенсивности в диапазоне длин волн 1200-1300 нм, характерном для наблюдения сигнала ФЛ от смачивающих GeSi слоев (рис. 3.3а). Данные линии также могут соответствовать рекомбинации носителей заряда в кремнии с участием двух и трех поперечных оптических фононов (TO -фононы) [173]. Для выявления природы сигналов люминесценции в области длин волн 1200-1300 нм были проведены дополнительные исследования. На рисунке 3.3а и 3.3б приведены спектры ФЛ структуры с Ge(Si) островками, полученные при использовании нагрузочных сопротивлений 1 кОм и 1 МОм, соответственно. Использование дополнительного нагрузочного сопротивления, увеличивающего чувствительность системы (Глава 2), позволяет определить, что сигнал ФЛ в области длин волн 1200-1300 нм наблюдается на временах до нескольких миллисекунд после возбуждающего импульса (рис. 3.3б). Так как исследуемый сигнал обладает низкой интенсивностью и плохо различим на фоне сигналов ФЛ Ge(Si) островков и межзонной ФЛ в Si, была осуществлена дополнительная запись сигнала ФЛ в спектральном диапазоне 1160 – 1310 нм с большим числом накоплений для улучшения соотношения сигнал шум. По дополнительно записанному спектру видно, что сигнал ФЛ в диапазоне 1200-1300 нм наблюдается на временах до 3 мс (рис 3.3 б). В то же

время, сигнал межзонной ФЛ в кремнии ($\lambda = 1130$ нм) не регистрируется на временах больших, чем десять-пятнадцать микросекунд после импульса возбуждения (рис. 3.3б). Сигнал ФЛ в области длин волн 1200-1300 нм характеризуется наличием двух спектральных компонент, разнесенных на величину ~ 55 -60 мэВ, что близко к энергии поперечного оптического фонона в Si (58 мэВ) [165]. Аналогичный двухкомпонентный сигнал ФЛ с «медленными» временами спада в области длин волн 1200–1300 нм наблюдается в многослойной структуре со «смачивающими слоями» (рис. 3.3в), представляющей собой 20 Ge квантовых ям с толщиной, близкой к критической толщине планарного роста, разделенных слоями Si с толщиной, соответствующей толщине разделительных слоев Si в исследованных структурах с Ge(Si) островками (структура R306 в Таблице 3.1). Таким образом, проведенные исследования позволяют связать слабые сигналы в области длин волн 1200-1300 нм, наблюдаемые в спектрах ФЛ структур с Ge(Si) островками, с пространственно непрямой рекомбинацией носителей в GeSi смачивающих слоях [A16].

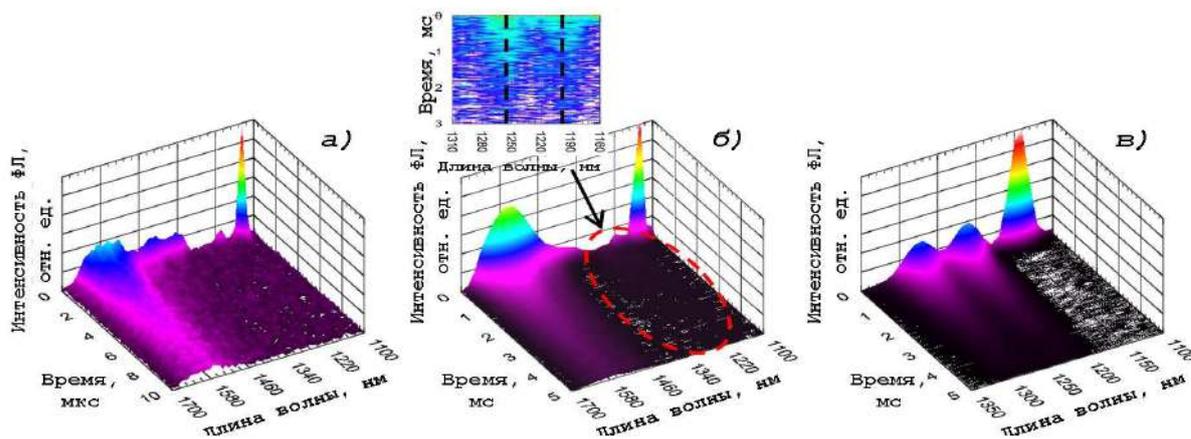


Рис. 3.3. Спектры ФЛ с временным разрешением структуры с Ge(Si)/Si островками ($T_p=650$ °С), полученные при использовании нагрузочных сопротивлений на выходе детектора 1кОм (*а*) и 1 МОм (*б*). На врезке к рисунку б) показан вид сверху на спектр ФЛ с временным разрешением, записанный в спектральном диапазоне 1160-1310 нм с большим количеством накоплений. *в*) Спектр ФЛ с временным разрешением структуры со «смачивающими слоями» Ge, полученный при использовании нагрузочного сопротивления на выходе детектора 1 МОм. Спектры измерены при 4.2 К. Длина волны возбуждения $\lambda_{ex} = 650$ нм.

3.2. Пространственно прямая излучательная рекомбинация носителей заряда в Ge(Si) островках.

Вторым возможным источником сигнала ФЛ в диапазоне длин волн 1300 – 1450 нм являются пространственно прямые излучательные переходы в островках. Как было показано выше, сигнал с коротким временем спада в диапазоне длин волн 1300 – 1450 нм наблюдается в структурах с Ge(Si) островками, сформированных при температурах 600-650 °С. Данный сигнал ФЛ не регистрируется на временах более 10 мкс даже при использовании дополнительного нагрузочного сопротивления на выходе детектора, позволяющего регистрировать малоинтенсивные фотолюминесцентные отклики. То есть, время спада этого сигнала действительно составляет 0.1-1 мкс в зависимости от структуры.

Если данный «быстрый» сигнал ФЛ связан с процессами пространственно прямой излучательной рекомбинации носителей заряда в островках, возникающей при заполнении электронами высокоэнергетических состояний в зоне проводимости в островках (переход 2 на рисунках 3.2 г, д) [A19-A21], короткое время спада, которым характеризуется данная линия ФЛ, может быть связано с хорошим перекрытием волновых функций не разделенных в пространстве электронов и дырок [46]. Отметим, что для пространственно прямой излучательной рекомбинации внутри островков характерны более короткие (до 1 мкс) излучательные времена в сравнении с пространственно непрямой рекомбинацией через быстрый канал (до 20 мкс), описанной в предыдущем разделе. И, как отмечалось выше, при малых мощностях импульсного оптического возбуждения (ситуация аналогичная изображенной на рисунке 3.2д), полоса ФЛ, связанная с пространственно прямой излучательной рекомбинацией, состоит из двух линий, соответствующих процессам излучательной рекомбинации с участием и без участия поперечного оптического фонона (рис. 3.4а).

При увеличении мощности импульсного возбуждения сигнал ФЛ, соответствующий пространственно непрямым переходам в островках, демонстрирует насыщение интенсивности, связанное с заполнением энергетических состояний в зоне проводимости на гетерогранице островка. В то же время, благодаря большему числу энергетических состояний в островках, а также более быстрой рекомбинации, для сигнала, связанного с пространственно прямыми переходами, такого насыщения не наблюдается. Поэтому при увеличении мощности накачки вклад пространственно прямых переходов в спектр ФЛ островков становится преобладающим (рис. 3.4 б, в). При этом происходит значительное уширение пиков ФЛ, вызванное заполнением энергетических состояний в островках с разным составом и величиной остаточных упругих напряжений, и при большой мощности

накачки двухпиковая структура линии, соответствующей пространственно прямым переходам, не различается (рис. 3.4 б, в). При этом при больших мощностях импульсного возбуждения (рис. 3.4в) из-за заполнения высокоэнергетических состояний в зоне проводимости и искривления энергетических зон (рис. 3.2г) замывается и спектральная граница между сигналами ФЛ, связываемыми с прямыми и непрямыми в реальном пространстве излучательными переходами.

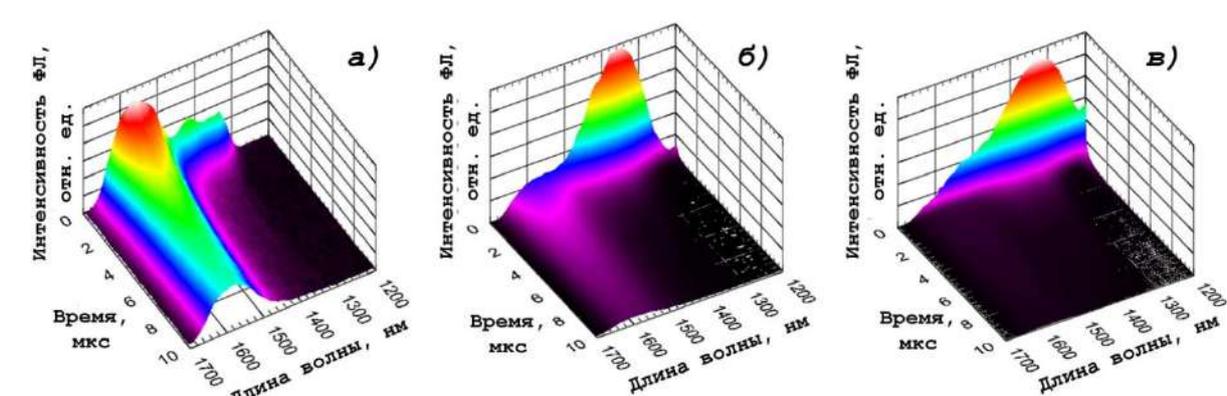


Рис. 3.4. Спектро-кинетические зависимости ФЛ структуры с Ge(Si)/Si островками, сформированной при 650⁰С, при средней мощности импульсного возбуждения 10 мкВт (а), 200 мкВт (б) и 10 мВт (в). Спектры измерены при 20 К. Нагрузочное сопротивление на выходе ФЭУ составляло 1 кОм, длина волны возбуждающего излучения – $\lambda_{ex} = 650$ нм.

Необходимо отметить, что при увеличении мощности импульсного возбуждения сигнал ФЛ, связываемый с пространственно прямой излучательной рекомбинацией в островках, регистрируется на временах до десятка микросекунд после возбуждающего импульса (рис. 3.4в и 3.5). Подобное удлинение излучательных времен может быть связано с тем, что они определяются подкачкой носителей из кремниевой матрицы. Действительно, в данном диапазоне мощностей возбуждения наблюдается увеличение излучательного времени межзонной ФЛ в кремнии до десятка микросекунд (рис. 3.5).

При используемых условиях возбуждения (средняя мощность возбуждения 10 мВт, $\lambda_{ex} = 650$ нм) оценочная концентрация носителей заряда, генерируемых в структуре, составляет $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³. При температуре 20 К данной концентрации достаточно для образования электронно-дырочной плазмы в кремнии [174]. Наблюдаемый нелинейный характер кинетической кривой кремниевой ФЛ в исследуемой структуре может быть связан с возникновением ЭДП, препятствующей образованию экситонов при высоких уровнях оптической накачки, с ее последующим распадом и увеличением числа носителей заряда, принимающих участие в межзонной рекомбинации в кремнии.

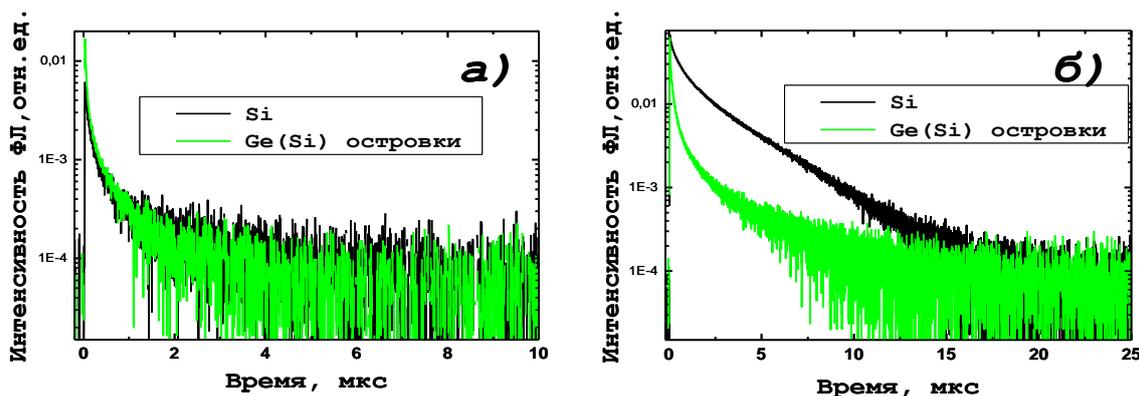


Рис. 3.5. Кинетические зависимости сигналов межзонной ФЛ в Si и ФЛ, связанной с пространственно прямой излучательной рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si) островках, в структуре, сформированной при 650 °С (структура #1282), при средней мощности импульсного возбуждения 10 мкВт (*а*) и 10 мВт (*б*). Кинетические кривые получены при 20 К с использованием сопротивления на выходе детектора – 50 Ом и длиной волны возбуждающего излучения $\lambda_{ex} = 650$ нм.

В спектрах ФЛ структур с Ge(Si) островками, полученных при непрерывном оптическом возбуждении (рис. 3.6), вклад пространственно прямых излучательных переходов проявляется в виде плеча в коротковолновой области спектра, интенсивность которого нарастает при увеличении мощности возбуждающего излучения. О наблюдении сигнала ФЛ, соответствующего пространственно прямым переходам в островках, в виде плеча в спектре ФЛ, полученном при непрерывном возбуждении, сообщалось ранее несколькими группами исследователей [46, 139]. Однако о наблюдении особенностей, связанных с пространственно прямой рекомбинацией носителей заряда в островках, в спектро-кинетических зависимостях ФЛ, полученных в условиях импульсного возбуждения, автору неизвестно.

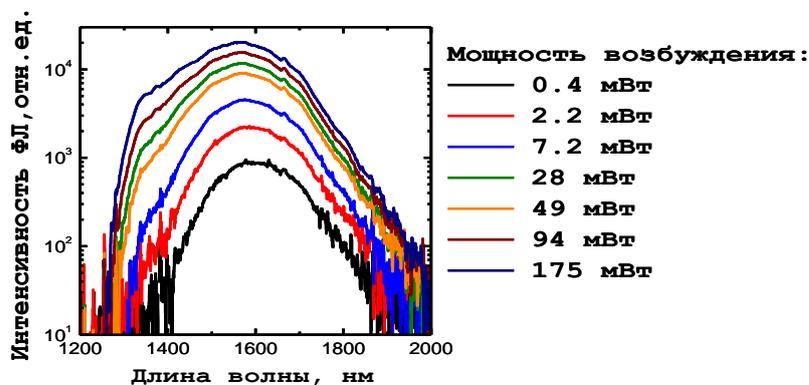


Рис. 3.6. Спектры ФЛ структуры с Ge(Si)/Si островками, сформированной при 650 °С, при различных мощностях непрерывного оптического возбуждения. Спектры измерены при 20 К с использованием возбуждающего излучения $\lambda_{ex} = 532$ нм.

Для дополнительного подтверждения связи «быстрого» и «медленного» сигнала ФЛ, наблюдаемых в спектро-кинетических зависимостях ФЛ исследованных структур, с пространственно прямой и пространственно непрямой излучательной рекомбинацией в островках был произведен расчет зонной диаграммы окрестностей Ge(Si) островков. Для расчёта энергии оптических переходов в структурах с Ge(Si) островками использовалась компьютерная программа, написанная сотрудником ИФМ РАН д.ф.-м.н. В.Я.Алёшкиным, которая по заданным значениям состава и упругих напряжений вычисляет положение энергетических уровней носителей заряда в островке и его окрестностях (см. раздел 2.4). При расчетах островки рассматривались как однородно напряженный SiGe слой, толщина, состав и параметр кристаллической решетки которого соответствуют высоте, составу и параметру кристаллической решетки островков. Данная аппроксимация возможна, так как по данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) при температуре роста 650 °С размер Ge(Si) островков в плоскости роста составляет ≥ 100 нм и примерно на порядок превосходит их высоту (см. Главу 2). При расчетах высота островка полагалась равной 10 нм. Отметим, что энергия размерного квантования дырок в SiGe слое толщиной больше 10 нм составляет величину менее 10 мэВ, поэтому точный выбор толщины SiGe слоя оказывает малое влияние на результаты расчетов. В расчетах учитывалось изменение положения энергетических зон Si вблизи островка, связанное с распространением полей упругих напряжений от островков в Si слое. Деформации вблизи островка приводят к тому, что энергия шести Δ -долин, образующих дно зоны проводимости в Si, изменяется. При этом энергия двух Δ -долин, ориентированных перпендикулярно плоскости роста (2 Δ -долин), понижается, а энергия четырех Δ -долин, ориентированных в плоскости роста (4 Δ -долин), соответственно, повышается. В результате понижения энергии 2 Δ -долин в Si слое вблизи границы островка формируется потенциальная яма, в которой может появиться связанное состояние электрона (рис. 3.7).

Был проведен расчет зонной диаграммы окрестностей Ge(Si) островков и определены энергии оптических переходов в структурах, сформированных при 650 °С. Структуры, сформированные при данной температуре, наиболее удобны для исследования разных типов излучательных процессов в островках благодаря взаимному спектральному расположению сигналов ФЛ, связанных с пространственно прямой и пространственно непрямой излучательной рекомбинацией носителей заряда (рис. 3.1).

В многослойных структурах с Ge(Si) островками каждый слой островков вносит свой вклад в накопление деформации в структуре из-за дальнего действия полей упругих напряжений. Однако накопление упругих напряжений в направлении роста происходит

нелинейно и, начиная с определенного номера слоя, выходит на насыщение, благодаря тому, что напряжение, вносимое слоем номер n , компенсируется уменьшением напряжения предыдущих $(n-1)$ слоев из-за увеличения расстояния до него [42]. При этом, чем больше толщина разделительных слоев Si и ниже температура формирования островков [42], тем меньше номер слоя, при котором наблюдается насыщение упругих напряжений в направлении роста структуры. Для структур с островками, сформированными при $700\text{ }^{\circ}C$, насыщение упругих напряжений в направлении роста структуры наблюдается уже к пятому и второму слою островков при толщинах разделительных слоев 15 нм и 30 нм соответственно [42]. Таким образом, можно предположить, что в исследуемой структуре, сформированной при температуре $650\text{ }^{\circ}C$ и состоящей из 20 слоев $Ge(Si)$ островков, разделенных 20 нм Si (табл. 3.1), все слои островков, за исключением нескольких крайних слоев в нижней и верхней части структуры, находятся в сходных условиях с точки зрения величины упругих напряжений. В этой связи расчет зонной диаграммы производился для условного островка, находящегося в одном из средних слоев 20 -слойной структуры.

При расчете зонной диаграммы деформация растяжения кремния на гетерогранице с $Ge(Si)$ островком полагалась равной 0.06% согласно данным из работы [51]. Островки характеризовались двумя параметрами – содержанием Ge и величиной остаточных упругих напряжений (RES), которая определялась как

$$RES = \left(\frac{a_{GeSi} - a_{isl}}{a_{GeSi} - a_{sSi}} \right) \cdot 100\% ,$$

где a_{sSi} – параметр решетки напряженного разделительного слоя Si , a_{isl} – параметр решетки в плоскости роста островков со средней долей Ge x_{isl} , a_{GeSi} – параметр решетки ненапряженного $GeSi$ слоя с такой же долей Ge . В расчетах зонной структуры использовалось значение $RES = 80\%$ и содержание Ge в островках равное 48% , определенные ранее из рентгенодифракционных исследований [132]. Расчет зонной диаграммы был выполнен для температуры 4.2 К .

На рисунке 3.7 приведены результаты расчета зонной диаграммы $Ge(Si)$ островка, находящегося в одном из средних слоев многослойной структуры (сплошные линии). Штриховыми линиями для сравнения показана зонная диаграмма $Ge(Si)$ островка с таким же составом и такой же величиной RES в однослойной структуре. В случае однослойной структуры в формуле, определяющей RES , a_{sSi} должна быть заменена на a_{Si} – величину постоянной решетки ненапряженного Si . Видно, что благодаря присутствию упругих напряжений в разделительном Si слое, происходит существенное расщепление уровней энергии, соответствующих 2Δ - и 4Δ -долинам в Si , в то время как уровни энергии,

соответствующие 2Δ - и 4Δ -долинам в SiGe в островках сближаются. Это приводит к увеличению разрыва зон на гетерогранице островка при переходе от однослойной структуры к многослойной. Малая разница энергий между 2Δ -долиной в Si и 4Δ -долиной в SiGe в островке в однослойной структуре вызывает спектральную близость положения линий ФЛ, соответствующих пространственно прямому и пространственно непрямоу излучательным переходам. Как следствие, в однослойных структурах не удавалось наблюдать спектрально разделенные сигналы ФЛ, связанные с пространственно прямой и пространственно непрямоу излучательной рекомбинацией в островках.

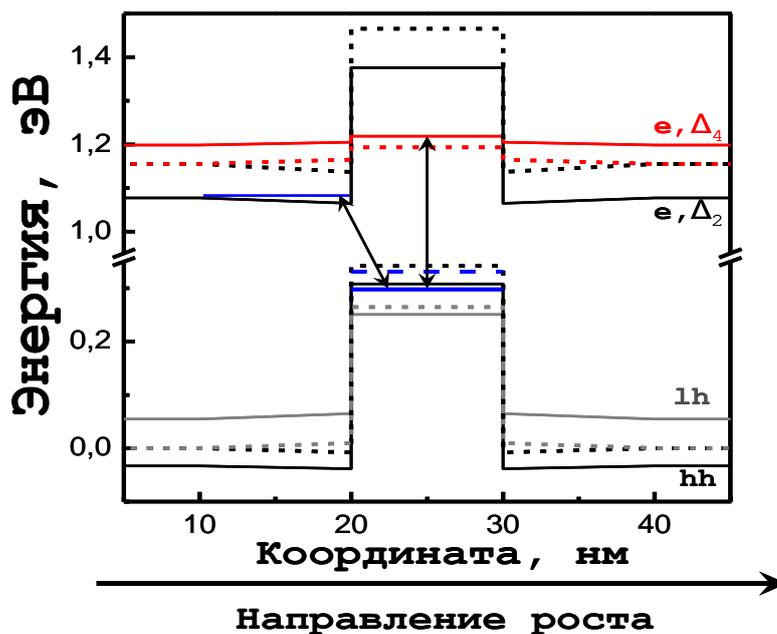


Рис. 3.7. Рассчитанная зонная диаграмма Ge(Si) островка, находящегося в одном из средних слоев многослойной структуры, сформированной при $650\text{ }^{\circ}\text{C}$ (сплошные линии). Штриховыми линиями показана зонная диаграмма Ge(Si) островка в однослойной структуре, обладающей теми же параметрами. Синими горизонтальными линиями изображены уровни энергий размерного квантования электронов и дырок, полученные из расчета. Стрелками показаны прямой и не прямой в пространстве излучательные переходы в островке. Расчеты выполнены для температуры 4.2 K .

На рисунке 3.7 синими горизонтальными линиями изображены уровни энергий, между которыми происходит пространственно не прямая излучательная рекомбинация в исследованных структурах в условиях низкой мощности оптической накачки: нижний уровень размерного квантования в подзоне тяжелых дырок в островке и связанное состояние для электронов в 2Δ -долине в потенциальной яме, образованной полями упругих напряжений островка в разделительном Si слое. Согласно результатам проведенных расчетов, энергия пространственно непрямого перехода в островках составляет $\sim 780\text{ мэВ}$

(1590 нм), энергия пространственно прямого ~ 920 мэВ (1345 нм), что близко к положениям максимумов «быстрого» и «медленного» сигнала ФЛ, в спектро-кинетической зависимости ФЛ исследованной структуры (рис. 3.4).

Как было указано ранее, увеличение температуры роста многослойных структур с Ge(Si) островками приводит к уменьшению доли Ge в островках из-за ускорения диффузии Si в островки [20, 21]. В результате уменьшения доли Ge в островках уменьшается и деформация Si матрицы вблизи островков. К уменьшению деформации Si в разделительных слоях с увеличением температуры роста приводит и увеличение их толщины в исследованных структурах (табл. 3.1) [42]. Все эти факторы ведут к уменьшению разрывов в зоне проводимости на гетерогранице островок-кремний и, следовательно, к уменьшению разницы энергий между пространственно прямыми и пространственно непрямыми переходами в островках (рис. 3.7). При достаточном сближении энергий пространственно прямого и пространственно непрямого перехода в островках спектральное положение «быстрого» и «медленного» сигнала ФЛ перекрываются. Этим может быть объяснено отсутствие в структурах, сформированных при температурах роста 675°C и 700°C , «быстрого» сигнала ФЛ, спектрально отделенного от сигнала, связанного с пространственно непрямой рекомбинацией в островках (рис. 3.1б, в). В то же время, вклад пространственно прямых переходов в ФЛ данных структур может быть обнаружен при исследовании зависимости сигнала ФЛ от мощности непрерывного возбуждения.

На рисунке 3.8 (а-б) приведены спектры ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными при температурах 650°C (структура #1282) и 700°C (структура #1203), полученные при различных мощностях непрерывного оптического возбуждения (кривые 1 и 2). Видно, что при увеличении мощности непрерывного возбуждения с 0.5 мВт до 75 мВт линия ФЛ островков, сформированных при 700°C , смещается в область коротких длин волн на величину ~ 70 нм (~ 43 мэВ), в то время как линия ФЛ островков, выращенных при 650°C , практически не сдвигается. Это может быть связано с тем, что при высоких мощностях непрерывного оптического возбуждения основной вклад в сигнал ФЛ структуры, сформированной при 700°C , начинают вносить прямые в реальном пространстве излучательные переходы в островках. Кривые 3 на рисунках 3.8 (а-б) соответствуют интегральным (по времени) спектрам ФЛ данных структур, полученным в условиях импульсного оптического возбуждения путем интегрирования спектро-кинетических зависимостей ФЛ по временному интервалу 100-5000 мкс (при средней мощности возбуждения 10 мкВт). Как отмечалось выше, интегрирование по данному диапазону времен позволяет выделить в общем сигнале ФЛ вклад, вносимый излучательной рекомбинацией

пространственно разделенных носителей заряда через гетерограницу островка (рис. 3.2в). Для структуры, сформированной при $650\text{ }^{\circ}\text{C}$, сигнал ФЛ островков в интегральном спектре обладает меньшей шириной в сравнении с сигналом в спектре ФЛ, полученном при малой мощности непрерывного возбуждения. Однако при этом положение сигнала ФЛ островков близко для обоих типов возбуждения (рис. 3.8а). Т.е. при использовании непрерывного возбуждения положение сигнала ФЛ Ge(Si) островков в данной структуре определяется энергией пространственно непрямых излучательных переходов через гетерограницу островка.

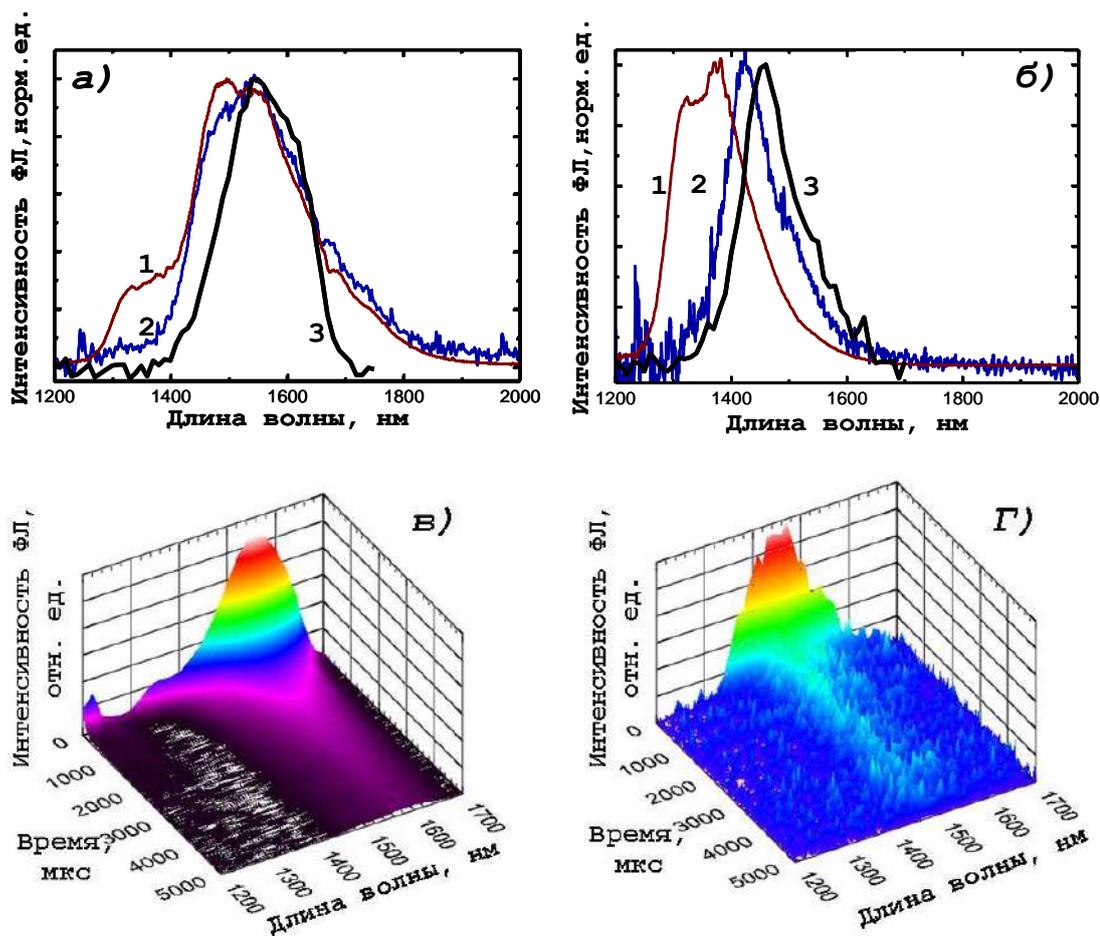


Рис. 3.8. Спектры ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными при температурах $650\text{ }^{\circ}\text{C}$ (структура #1282) (а) и $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ (структура #1203) (б), полученные при непрерывном оптическом возбуждении мощностью 75 мВт (кривая 1) и 0.5 мВт (кривая 2). Кривые 3 соответствуют интегральным (по времени) спектрам ФЛ данных структур, полученным в условиях импульсного возбуждения путем интегрирования спектро-кинетических зависимостей ФЛ по временному интервалу $100\text{--}5000\text{ мкс}$. На рисунках в) и г) представлены спектро-кинетические зависимости ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными при температурах $650\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $700\text{ }^{\circ}\text{C}$, соответственно.

Спектро-кинетические зависимости получены при средней мощности возбуждения 10 мкВт и сопротивлении нагрузки 100 кОм. Все измерения выполнены при 77 К.

В то же время для структуры, сформированной при 700 °С, сигнал ФЛ островков, полученный при малой (0.5 мВт) мощности непрерывного возбуждения, заметно (на ~ 40 мэВ) смещен в область больших энергий относительно сигнала ФЛ, соответствующего пространственно непрямо́й излучательной рекомбинации в островках, полученного путем интегрирования спектро-кинетических зависимостей ФЛ этой структуры в диапазоне 100-5000 мкс после возбуждающего импульса (рис. 3.8б). То есть положение сигнала ФЛ островков, выращенных при высокой температуре, при непрерывном возбуждении не соответствует энергии пространственно непрямо́й излучательной рекомбинации носителей заряда через гетерограницу островка. Можно предположить, что при малой мощности непрерывного возбуждения в спектре ФЛ структуры, сформированной при 700°С, наблюдается суперпозиция сигналов, соответствующих пространственно прямым и пространственно непрямым переходам в островках. При увеличении мощности возбуждения вклад, вносимый в сигнал ФЛ пространственно прямо́й излучательной рекомбинацией в островках, увеличивается, что и приводит к значительному смещению сигнала ФЛ островков в область больших энергий (рис.3.8б).

Предложенная выше интерпретация подтверждается и расчётом зонной диаграммы. Для многослойной структуры, сформированной при 700 °С, деформация кремния полагалась равной 0.02% [51], содержание Ge в островках – 45%, величина RES – 90%. Расчёт зонной диаграммы при данных параметрах дает энергию пространственно непрямо́го перехода вблизи 845 мэВ (1480 нм), т.е. в области наблюдения «медленного» сигнала в спектре ФЛ исследуемой структуры (рис. 3.8г). При этом для пространственно прямо́го излучательного перехода теоретический расчет дает значение энергии ~ 900 мэВ (1380 нм), т.е., вблизи положения максимума сигнала, наблюдаемого при большой мощности непрерывного возбуждения (рис. 3.8, б). Таким образом, можно утверждать, что в условиях непрерывной оптической накачки высокой мощности основной вклад в сигнал ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными при температуре 700 °С, вносят пространственно прямо́е излучательные переходы в островках.

Как отмечалось выше, увеличение температуры формирования структур с Ge(Si) островками приводит к уменьшению разрывов в зоне проводимости на гетерогранице островок-кремний. То есть для более высокотемпературной структуры заселение энергетических состояний в островках может происходить при меньшей мощности возбуждающего излучения. При этом использование непрерывного возбуждения ($\lambda_{ex} = 532$

нм (2.33 эВ)) позволяет постоянно поддерживать высокую концентрацию электронов, часть из которых может быть локализована в островках. Благодаря лучшему перекрытию волновых функций электронов и дырок, время излучательной рекомбинации пространственно неразделенных носителей заряда значительно короче, чем пространственно разделенных. При высокой постоянной концентрации фотовозбужденных носителей заряда, реализуемой при непрерывной накачке, это приводит к тому, что пространственно прямые переходы начинают превалировать над пространственно непрямыми. В случае же импульсного возбуждения генерация носителей заряда в структуре происходит только в течение 5 нс и сигнал ФЛ, связанной с пространственно прямыми переходами, как было показано ранее, наблюдается на временах, определяющихся временем подкачки носителями заряда из кремниевой матрицы. Данные времена на несколько порядков меньше времен, характерных для наблюдения сигнала ФЛ, связанного с пространственно непрямыми переходами через гетерограницу островка. Поэтому пространственно прямые переходы вносят незначительный вклад в интегральный спектр ФЛ Ge(Si) островков при импульсной накачке. В случае структур с островками, выращенными при низких температурах и имеющих большие разрывы в зоне проводимости, используемой максимальной мощности непрерывного возбуждения, по-видимому, оказывается недостаточно для эффективного заселения состояний, соответствующих пространственно прямым переходам в островках. Поэтому для островков, сформированных при температурах роста 650 °С и ниже, основной вклад как в интегральные спектры ФЛ, полученные при импульсной накачке, так и в спектры ФЛ, полученные при непрерывном оптическом возбуждении, вносит пространственно непрямо излучательная рекомбинация носителей заряда.

3.3. Вклад процессов диффузии носителей заряда из кремниевой подложки в возбуждение ФЛ Ge(Si) островков.

В разделах 3.1 и 3.2 было дано описание спектро-кинетических зависимостей ФЛ структур с Ge(Si) островками и показано, что сигнал ФЛ, соответствующий пространственно непрямо излучательной рекомбинации носителей заряда через гетерограницу островка, наблюдается вплоть до десятков миллисекунд после возбуждающего импульса (рис. 3.2). Данный раздел посвящен исследованию динамики фотовозбужденных носителей заряда в структурах с Ge(Si) островками, выращенных на Si(001) и SOI подложках.

Для изучения процессов захвата носителей заряда в островки и их излучательной рекомбинации было исследовано влияние температуры измерения на кинетику ФЛ, соответствующей пространственно непрямо излучательной рекомбинации в Ge(Si) островках. Были выполнены сравнительные исследования для структур с островками,

полученными при одинаковой температуре роста на подложках Si(001) и SOI (рис. 3.9) (структуры #1282 и #1348 в таблице 3.1). Кинетические измерения ФЛ проводились при малой мощности возбуждения (10 мкВт) для минимизации процессов рекомбинации носителей заряда в островках через быстрый канал (разд. 3.1). Временное разрешение измерений составляло ~ 5 нс.

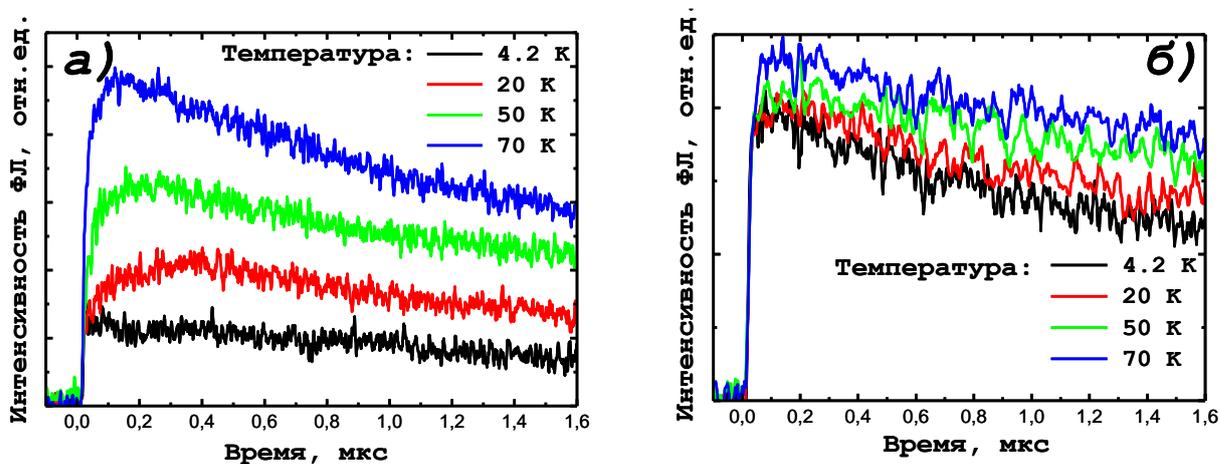


Рис. 3.9. Кинетические зависимости сигнала ФЛ Ge(Si) островков, выращенных на Si(001) (а) и SOI (б) подложках, в зависимости от температуры измерения. Длина волны возбуждения $\lambda_{ex} = 780$ нм. Регистрация кинетических кривых производилась на длине волны 1580 нм (а) и 1550 нм (б). Средняя мощность возбуждения составляла 10 мкВт.

Выявлено, что при низких температурах (4 - 10 К) сигнал ФЛ Ge(Si) островков, выращенных на Si(001) подложке, характеризуется быстрым временем нарастания, определяемым длительностью импульса оптической накачки (< 10 нс) (рис. 3.9а). При увеличении температуры измерения до 60 - 70 К наблюдается значительное возрастание интенсивности ФЛ островков, при этом в кинетике ФЛ возникает участок медленного нарастания с характерным временем ~ 0.1 мкс (рис. 3.9а). В то же время, для Ge(Si) островков, сформированных на SOI подложке, наблюдается лишь незначительное увеличение интенсивности ФЛ с ростом температуры (рис. 3.9б). При этом медленная компонента нарастания в кинетических кривых ФЛ отсутствовала как при низких (< 10 К), так и при повышенных (20 - 70 К) температурах. Выявленные различия в кинетике сигнала ФЛ Ge(Si) островков, выращенных на различных подложках, могут быть объяснены с использованием модели, представленной на рис. 3.10. Общая толщина активной области исследуемых структур, включающей 20 слоев Ge(Si) островков и разделяющие Si слои, составляет около 0.7 мкм, тогда как глубина поглощения возбуждающего излучения в кремнии на длине волны 780 нм составляет ~ 40 мкм [165], т.е. большая часть излучения

накачки поглощается в Si подложке. При низких температурах (< 10 К) большая часть сгенерированных носителей заряда образует экситоны, которые связываются и рекомбинируют на мелких примесных центрах в кремнии [152] (условно обозначены штриховыми линиями на рисунке 3.10). В результате только небольшая доля фотовозбужденных носителей заряда может быть захвачена островками. Повышение температуры приводит к снижению эффективности связывания экситонов на примесных центрах [152] и, как следствие, к их диффузии из кремниевой подложки в активную область структуры (диффузия обозначена желтыми стрелками на рисунке 3.10), где часть из них может быть захвачена островками. Таким образом, с ростом температуры образца в возбуждении ФЛ островков участвуют не только носители заряда, сгенерированные в активной области структуры, но и носители заряда, захваченные в островки в результате диффузии из подложки. Это приводит к возрастанию интенсивности ФЛ островков с увеличением температуры и возникновению медленной компоненты нарастания ФЛ, определяемой временем диффузии носителей заряда из подложки [A2, A12-A18].

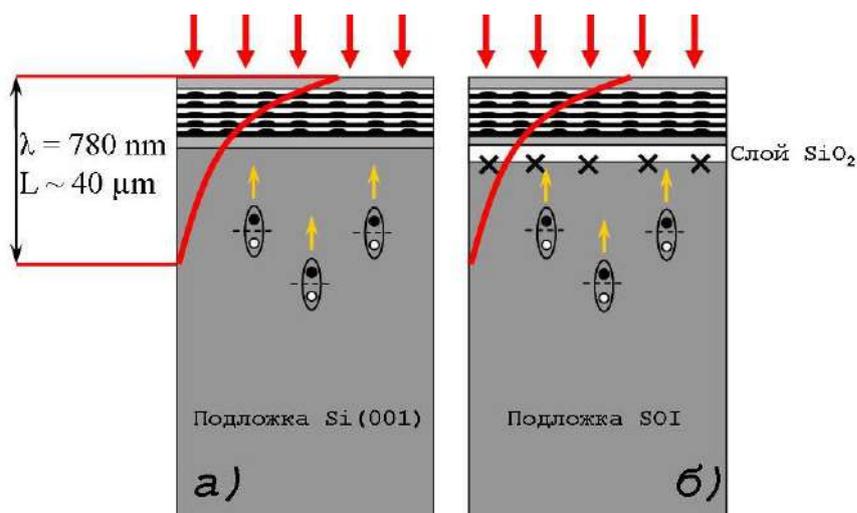


Рис. 3.10. Схематическое изображение структур с Ge(Si) островками, сформированными на подложках Si(001) (а) и SOI (б). Красной кривой обозначено проникновение возбуждающего излучения в структуру и глубина, на которой рождаются электронно-дырочные пары.

В отличие от структур с островками, выращенными непосредственно на Si подложке, в структурах, полученных на подложках SOI, активная область, содержащая Ge(Si) островки, изолирована от Si подложки слоем SiO₂ (рис 3.10б), создающим барьер для носителей заряда обоих знаков и препятствующим их диффузии из подложки в активный слой [175, 176]. В результате в таких структурах медленная компонента нарастания в кинетических кривых ФЛ островков отсутствует как при низких (< 10 К), так и при повышенных (20-70 К)

температурах (рис. 3.9б). При этом наблюдается лишь небольшое возрастание интенсивности ФЛ островков с ростом температуры (рис. 3.9б), которое может быть объяснено диффузией носителей заряда из буферного Si слоя толщиной ~ 250 нм, расположенного между слоем SiO₂ и активной областью структуры.

Ранее в литературе уже сообщалось о наблюдении возрастания интенсивности ФЛ Ge(Si) островков в диапазоне 10 – 70 К [135] при непрерывном оптическом возбуждении. Авторы связывали данный эффект с термическим забросом носителей заряда из смачивающих слоев в островки. Однако в эксперименте, описываемом в настоящей диссертации, такое объяснение противоречит наблюдаемой разнице в температурной зависимости ФЛ Ge(Si) островков, сформированных на подложках Si(001) и SOI. Отметим, что в данной диссертации при использовании непрерывного возбуждения также наблюдался рост интенсивности ФЛ при увеличении температуры измерения (рис. 3.11), аналогичный наблюдаемому авторами [135]. Можно предположить, что и описанный в работе [135] рост интенсивности ФЛ с увеличением температуры был связан с диффузией носителей заряда из подложки, однако отсутствие измерений с временным разрешением и сравнения структур, сформированных на различных подложках, не позволило это выявить. При температурах выше 70 К для исследуемой структуры наблюдается температурное гашение ФЛ, связанное как с процессами Оже-девозбуждения, эффективность которых увеличивается с ростом температуры [144], так и с термическим выбросом носителей заряда из островков [44, 133, 134].

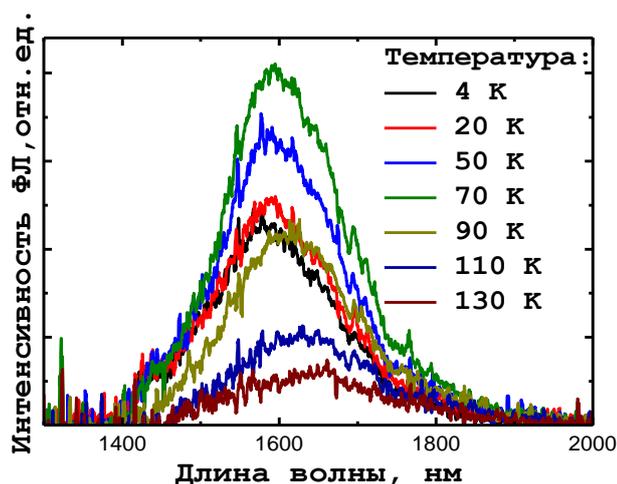


Рис. 3.11. Спектры ФЛ структуры с Ge(Si)/Si островками, выращенными при 650 °С, полученные при различных температурах в условиях непрерывного оптического возбуждения ($\lambda_{ex} = 532$ нм).

Согласно предложенной модели время нарастания интенсивности ФЛ островков, выращенных на Si(001) подложках, определяется временем диффузии носителей заряда из кремния. При этом увеличение глубины, с которой происходит подкачка носителями заряда, должно сопровождаться увеличением времени нарастания ФЛ. Поскольку коэффициент поглощения в кремнии, а, следовательно, и глубина проникновения, существенно зависят от длины волны излучения [165], было проведено исследование кинетики ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков при изменении длины волны возбуждения в спектральном диапазоне $\lambda_{ex} = 440 - 980$ нм. Как следует из зависимости коэффициента поглощения излучения в кремнии от длины волны, характерная глубина проникновения возбуждающего излучения в исследуемых структурах изменяется от 0.7 мкм при $\lambda_{ex} = 440$ нм до 600 мкм при $\lambda_{ex} = 980$ нм [165]. Для наглядности на рисунке 3.12 схематично изображено соответствие глубины проникновения излучения с разной длиной волны в структуру и толщины исследуемой структуры и ее активной области. Видно, что с увеличением длины волны возбуждения доля излучения накачки, поглощаемая в кремниевой подложке, значительно возрастает. При этом уменьшается количество носителей заряда, генерируемых вблизи островков, что эквивалентно уменьшению мощности возбуждения.

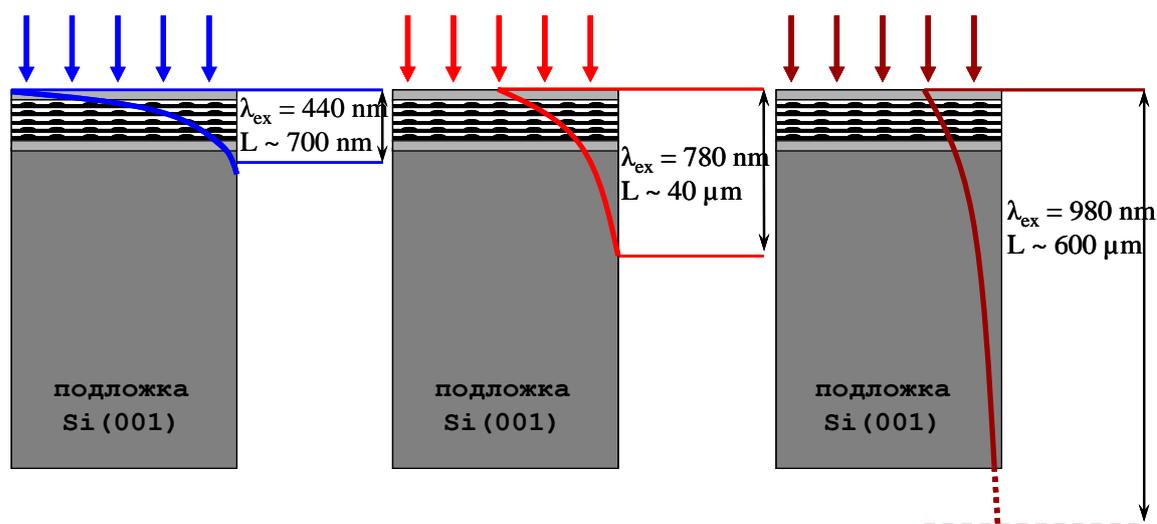


Рис. 3.12. Схематическое изображение проникновения возбуждающего излучения с длиной волны 440 нм (а), 780 нм (б) и 980 нм (в) в многослойную структуру с Ge(Si) островками, выращенной на Si(001) подложке.

Исследование зависимости времени нарастания ФЛ Ge(Si)/Si островков от длины волны возбуждения проводилось при температуре 77 К, так как, согласно исследованиям температурной зависимости ФЛ, при данной температуре диффузия носителей заряда из кремниевой подложки вносит существенный вклад в возбуждение ФЛ Ge(Si) островков, и малой (10 мкВт) мощности возбуждения для минимизации рекомбинации носителей заряда

через быстрый канал (разд. 3.1). На рисунке 3.13а изображены кинетические кривые ФЛ Ge(Si) островков на длине волны, соответствующей максимуму сигнала, связанного с пространственно не прямой излучательной рекомбинацией в островках, при разных длинах волн возбуждения. На рисунке 3.13б приведена зависимость времен нарастания ФЛ, полученных в результате аппроксимации кинетических кривых ФЛ островков функцией экспоненциального нарастания, от длины волны возбуждения. Видно, что при увеличении длины волны возбуждения время нарастания ФЛ увеличивается на порядок (от 30 нс при $\lambda_{ex} = 440$ нм до 320 нс при $\lambda_{ex} = 980$ нм) (рис. 3.13б). Снижение интенсивности сигнала ФЛ на начальном участке кинетических кривых при увеличении длины волны возбуждения вызвано уменьшением количества носителей заряда, генерируемых вблизи активной области структуры. При этом на временах > 5 мкс интенсивность ФЛ островков при разных длинах волн возбуждения сравнивается (рис. 3.13а). Именно этот временной диапазон (< 5 мкс) соответствует наблюдению сигнала межзонной ФЛ в кремнии при используемой мощности накачки (рис. 3.5а). Таким образом, благодаря диффузии носителей заряда из подложки при увеличении длины волны возбуждения в диапазоне межзонного поглощения кремния количество носителей заряда, рекомбинирующих в Ge(Si) островках за счет пространственно не прямых излучательных переходов (разд. 3.1), меняется незначительно.

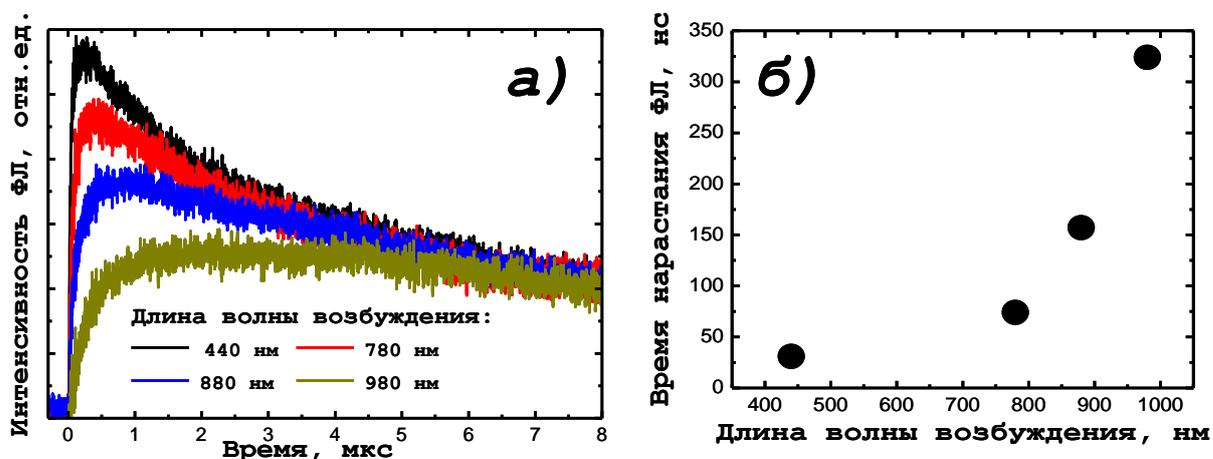


Рис. 3.13. а) Кинетические кривые ФЛ Ge(Si)/Si островков при различных длинах волн возбуждающего излучения. Кинетические зависимости измерены при $T = 77$ К и соответствуют длине волны регистрации 1580 нм. Средняя мощность возбуждения – 10 мкВт. б) Зависимость времени нарастания ФЛ Ge(Si)/Si островков от длины волны возбуждения. Времена нарастания получены в результате аппроксимации кинетических кривых ФЛ островков, представленных на рисунке а), функцией экспоненциального нарастания.

Таким образом, показано, что важным каналом возбуждения ФЛ Ge(Si) островков является канал, связанный с возбуждением через матрицу Si. В этом случае можно предположить, что переход к использованию для возбуждения излучения с энергией фотона меньше ширины запрещенной зоны кремния ($\lambda_{ex} > 1060$ нм) должен оказать существенное влияние на ФЛ Ge(Si) островков. Действительно, при увеличении длины волны возбуждения до величин $\lambda_{ex} > 1060$ нм наблюдается фундаментальное изменение формы кинетических кривых ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков. На рисунке 3.14а. приведены кинетические кривые ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков при межзонном ($\lambda_{ex}=780$ нм) и подзонном ($\lambda_{ex}=1240$ нм) для Si оптическом возбуждении. Для удобства сравнения формы кинетических кривых ФЛ мощность возбуждения подбиралась так, чтобы наблюдаемые сигналы ФЛ мало отличались по интенсивности (при этом величина мощности при подзонном возбуждении превосходила величину мощности при межзонном возбуждении на четыре порядка). При переходе к подзонному оптическому возбуждению на кинетических кривых Ge(Si)/Si островков пропадает участок медленного нарастания сигнала ФЛ (рис. 3.14а), и кинетики приобретают вид, аналогичный наблюдаемому при низких температурах и межзонном оптическом возбуждении (рис. 3.9а). Отсутствие участка медленного нарастания интенсивности на кинетических кривых может быть объяснено в предположении, что при подзонном для кремния оптическом возбуждении основной вклад в возбуждение ФЛ Ge(Si) островков вносит генерация носителей заряда непосредственно в островках. Данная возможность будет более подробно обсуждаться в разделе 3.5.

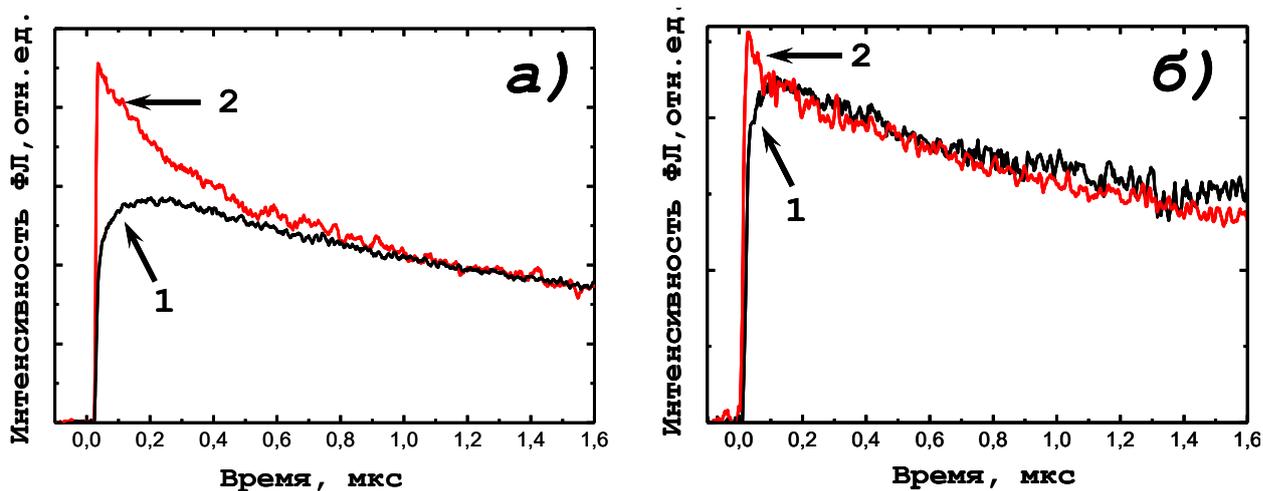


Рис. 3.14. а) Кинетические кривые ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков при $\lambda_{ex} = 780$ нм (1) и $\lambda_{ex} = 1240$ нм (2). Длина волны регистрации 1580 нм. б) Кинетические кривые ФЛ Ge(Si)/SOI островков при $\lambda_{ex} = 780$ нм (1) и $\lambda_{ex} = 980$ нм (2). Длина волны регистрации 1550 нм. Все кривые получены при $T = 77$ К.

Фундаментальное изменение формы кинетических кривых ФЛ Ge(Si) островков, сформированных на подложках SOI, наблюдается уже при увеличении длины волны возбуждения до 980 нм (рис. 3.14б). Дело в том, что при изменении длины волны в диапазоне 780-980 нм наблюдается значительное (более чем на порядок) падение коэффициента поглощения в кремнии [165], что приводит к резкому уменьшению количества носителей заряда, генерируемых в активной области структуры выше захороненного слоя окисла. Поэтому в структурах с Ge(Si)/SOI островками, в которых невозможна диффузия носителей заряда из кремниевой подложки из-за изолирующего слоя SiO₂, канал возбуждения ФЛ островков через поглощение излучения в островках становится основным уже при межзонном для кремния оптическом возбуждении.

Таким образом, при межзонном для кремния оптическом возбуждении структур с Ge(Si)/Si островками основным механизмом возбуждения ФЛ в островках является захват фотовозбужденных носителей заряда из кремниевой матрицы, в том числе из Si подложки [A2, A12-A18]. Именно с диффузией свободных экситонов из Si матрицы в активную область с островками связывается рост сигнала ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков при повышении температуры измерения от 10 до 60-80 К. В структурах с Ge(Si) островками, сформированными на подложках SOI, наличие захороненного слоя окисла препятствует диффузии носителей заряда из Si подложки, что приводит к слабому росту интенсивности сигнала ФЛ Ge(Si)/SOI с увеличением температуры. При переходе к подзонной для кремния накачке ($\lambda_{ex} > 1060$ нм) канал возбуждения через поглощение излучения непосредственно в островках становится основным. Для Ge(Si)/SOI островков возбуждение через непосредственное поглощение в островках становится основным уже при длинах волн накачки менее 1000 нм, поскольку поглощение излучения в активной области структуры над слоем окисла мало.

3.4. Спектроскопия возбуждения ФЛ структур с Ge(Si)/Si(001) островками.

3.4.1. Спектры возбуждения ФЛ Ge(Si) островков.

Метод спектроскопии возбуждения ФЛ является эффективным инструментом, позволяющим исследовать структуру энергетических уровней, вовлеченных в процессы поглощения света в полупроводниках [146, 147, 148]. Данный метод хорошо развит и широко применяется для исследования прямозонных структур с квантовыми ямами [148] и квантовыми точками [146, 147]. Классический метод спектроскопии возбуждения ФЛ, состоящий в исследовании зависимости интенсивности ФЛ при фиксированной энергии кванта регистрации сигнала от длины волны возбуждающего излучения, был модифицирован для исследования структур с Ge(Si) островками (см. раздел 2.3.4) [A1, A10].

В данном разделе диссертации рассматривается вид спектров ФЛ структур с Ge(Si) островками при различных длинах волн возбуждающего излучения и исследуются механизмы возбуждения ФЛ Ge(Si) островков при энергии фотона возбуждения меньшей края межзонного поглощения в кремнии.

На рисунке 3.15 приведены спектро-кинетические зависимости ФЛ структуры с Ge(Si)/Si(001) островками, выращенной при температуре 650⁰С, полученные при температуре 4.2 К при различных длинах волн возбуждающего излучения. Низкая температура измерения была выбрана для того, чтобы минимизировать возбуждение Ge(Si) островков за счет диффузии носителей заряда из подложки (см. раздел 3.3) и сосредоточиться на процессах, происходящих в активной области структуры. Исследуемая структура характеризуется наличием в спектре ФЛ двух компонент: сигнала ФЛ, связанного с рекомбинацией пространственно разделенных носителей заряда в островках (линия ФЛ в диапазоне 1450-1700 нм), и сигнала ФЛ в области длин волн 1250-1450 нм, связываемого с пространственно прямой излучательной рекомбинацией электронов и дырок в островках (см. раздел 3.2). Как видно из рисунка 3.15 при увеличении длины волны возбуждающего излучения наблюдается изменение соотношения сигналов, соответствующих различным типам излучательных переходов. В частности, сигнал, связанный с пространственно прямыми переходами в островках, практически не регистрируется при энергии фотона возбуждения меньшей ширины запрещенной зоны кремния ($\lambda_{ex} > 1060$ нм). Увеличение длины волны возбуждения также сопровождается уменьшением ширины линии ФЛ Ge(Si) островков и смещением ее в область меньших энергий, что хорошо видно из зависимости интегральных спектров ФЛ исследованной структуры от длины волны возбуждения (рис. 3.16). Таким образом, спектры ФЛ исследуемой структуры при увеличении длины волны возбуждения демонстрируют поведение, аналогичное случаю уменьшения мощности межзонной накачки (см. раздел 3.2). Это связано с уменьшением эффективной мощности возбуждения: вблизи края межзонного поглощения кремния с увеличением длины волны возбуждения происходит резкое падение доли излучения накачки, поглощаемой в активной области исследуемых структур с Ge(Si) островками [165], что приводит к значительному снижению числа носителей заряда, генерируемых в окрестности островков. В условиях слабой диффузии носителей заряда из кремниевой подложки это аналогично уменьшению концентрации фотоиндуцированных носителей заряда при снижении мощности оптической накачки. В дальнейшем, для обозначения мощности возбуждающего излучения будет использоваться термин «номинальная мощность», а для характеристики количества носителей заряда, генерируемых в активной области структуры – «эффективная мощность».

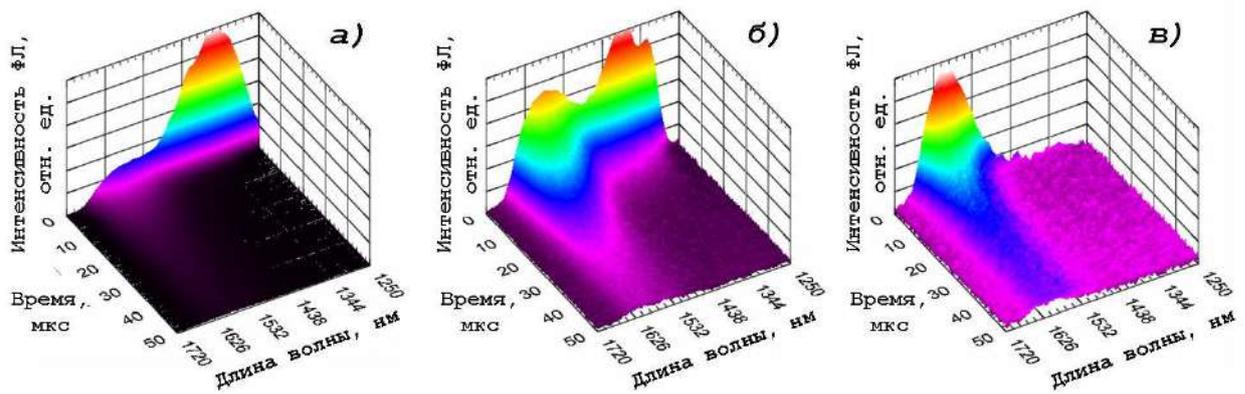


Рис. 3.15. Спектро-кинетические зависимости ФЛ при длинах волн возбуждения 780 нм (а), 1000 нм (б) и 1100 нм (в) структуры с Ge(Si)/Si островками, сформированной при 650 °С. Спектры измерены при T = 4.2 К.

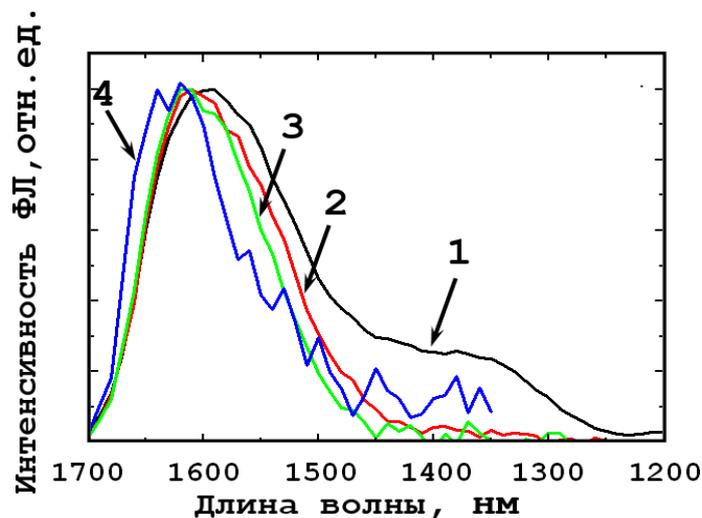


Рис. 3.16. Интегральные спектры ФЛ структуры с Ge(Si)/Si(001) островками, сформированными при 650 °С, полученные при длинах волн возбуждения 780 нм (1), 1000 нм (2), 1100 нм (3) и 1220 нм (4). Спектры получены путем интегрирования спектро-кинетических зависимостей ФЛ по временному интервалу 0-1000 мкс. Температура измерения T = 4.2 К.

При записи спектров возбуждения ФЛ, которые будут приведены в данном разделе, средняя номинальная мощность излучения накачки поддерживалась постоянной при всех длинах волн возбуждения и составляла 60 мВт. В предыдущих разделах для большинства исследований при межзонном оптическом возбуждении использовалась значительно меньшая средняя мощность накачки (10 мкВт). Однако при возбуждении в области длин волн больших края межзонного поглощения кремния (при энергиях фотона излучения накачки меньших ширины запрещенной зоны кремния) регистрация ФЛ Ge(Si) островков

при низкой мощности накачки затруднена вследствие малого коэффициента поглощения возбуждающего излучения в структуре.

Спектр возбуждения ФЛ Ge(Si) островков представляет собой зависимость интегральной интенсивности сигнала ФЛ островков от длины волны возбуждающего излучения. Интегральная интенсивность ФЛ, соответствующей пространственно непрямои излучательной рекомбинации в островках, была получена путем интегрирования спектрокинетических зависимостей ФЛ по спектральному интервалу 1450-1700 нм и по временному интервалу 5-1000 мкс, а интегральная интенсивность ФЛ, отвечающей пространственно прямым излучательным переходам, – путем интегрирования по спектральному интервалу 1250-1450 нм и временному интервалу 0-5 мкс. Спектры возбуждения ФЛ записывались при температуре 4.2 К для снижения влияния диффузии фотоиндуцированных носителей заряда из Si подложки (см. раздел 3.3).

На рисунке 3.17 приведены спектры возбуждения сигналов ФЛ, связанных с пространственно непрямои и пространственно прямои излучательной рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si) островках, а также межзонной ФЛ, связанной с излучательной рекомбинацией экситонов в кремнии. При используемой в эксперименте средней номинальной мощности накачки, равной 60 мВт, в условиях межзонного возбуждения ($\lambda_{ex} < 1000$ нм) исследуемых структур ФЛ островков оказывается насыщенной, в связи с заполнением большей части энергетических состояний в островках фотоиндуцированными носителями заряда. Поэтому уменьшение эффективной мощности накачки при увеличении длины волны возбуждения слабо влияет на интенсивность ФЛ Ge(Si) островков, и в спектре возбуждения ФЛ островков, при длинах волн $\lambda_{ex} < 1000$ нм, наблюдается горизонтальный участок (рис. 3.17). Однако вблизи края межзонного поглощения кремния коэффициент поглощения имеет резкую зависимость от длины волны возбуждения [165]. Это приводит к значительному уменьшению количества носителей заряда, генерируемых в активной области структуры, с увеличением длины волны возбуждения и, как следствие, к резкому падению интегральной интенсивности ФЛ островков в области $\lambda_{ex} = 1000-1030$ нм, аналогичному падению интенсивности межзонной ФЛ в кремнии (рис. 3.17). При этом в отличие от экситонной ФЛ кремния для ФЛ Ge(Si) островков заметный сигнал наблюдается в области энергий фотона возбуждающего излучения существенно меньших ширины запрещенной зоны кремния ($\lambda_{ex} > 1060$ нм) (рис. 3.17). Возбуждение ФЛ Ge(Si) островков в условиях подзонной оптической накачки может осуществляться как в результате поглощения возбуждающего излучения непосредственно в Ge(Si) островках, так и в результате генерации

экситонов в окружающих слоях кремния (как при межзонной накачке), например, в результате двухфотонного поглощения излучения накачки в кремниевой матрице [177].

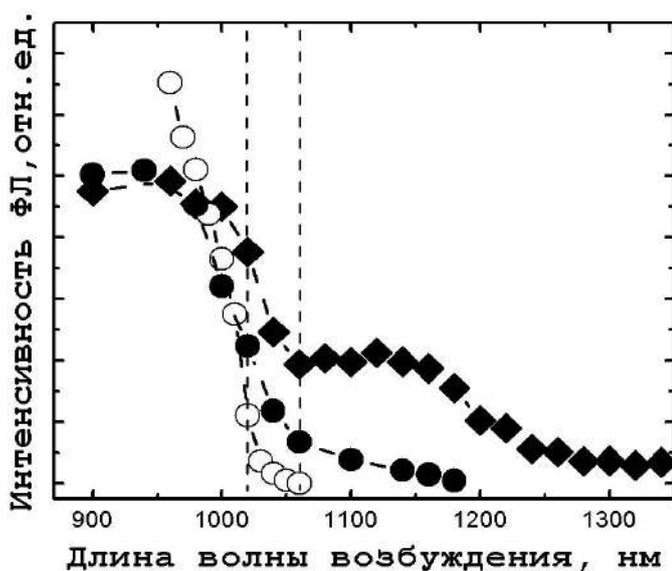


Рис. 3.17. Спектры возбуждения сигнала ФЛ, соответствующего пространственно непрямой (-♦-) и пространственно прямой (-●-) излучательной рекомбинации в Ge(Si) островках, а также межзонной ФЛ кремния (-○-) при 4.2 К. Вертикальными пунктирными линиями показаны длины волн, соответствующие ширине запрещенной зоны Si и краю межзонного поглощения объемного Si ($E_g - E_{to}$).

Для установления механизма возбуждения ФЛ Ge(Si) островков при подзонной оптической накачке было проведено сравнение экситонной ФЛ и ФЛ островков, наблюдаемой при межзонном ($\lambda_{ex} = 900$ нм) и подзонном ($\lambda_{ex} = 1260$ нм) оптическом возбуждении (рис. 3.18). Средняя номинальная мощность оптической накачки составляла 0.13 мВт при $\lambda_{ex} = 900$ нм и 55 мВт при $\lambda_{ex} = 1260$ нм и выбиралась таким образом, чтобы обеспечить одинаковую интенсивность экситонной ФЛ (т.е. одинаковое количество экситонов, генерируемых в исследуемой структуре) при различных длинах волн возбуждения (рис. 3.17а). Значительная разница номинальной мощности накачки при межзонном и подзонном возбуждении объясняется существенной разницей (около четырех порядков) коэффициента поглощения в кремнии для излучения с длиной волны 900 нм и 1260 нм. Было обнаружено, что в указанных условиях интенсивность ФЛ Ge(Si) островков при подзонном возбуждении оказывается приблизительно на порядок выше, чем при межзонной накачке (рис. 3.17б). Полученный результат означает, что в отличие от случая межзонной накачки, при которой ФЛ островков обусловлена в первую очередь захватом носителей заряда, сгенерированных в кремниевой матрице, при подзонной накачке основную роль в процессе возбуждения ФЛ Ge(Si) островков играет поглощение возбуждающего излучения непосредственно в Ge(Si) островках [A2, A8, A9].

Отметим, что в пользу возбуждения ФЛ через непосредственное поглощение в островках также косвенно свидетельствует изменение формы кинетических кривых ФЛ Ge(Si) островков, наблюдаемое при переходе от межзонного к подзонному для кремния возбуждению (см. раздел 3.3).

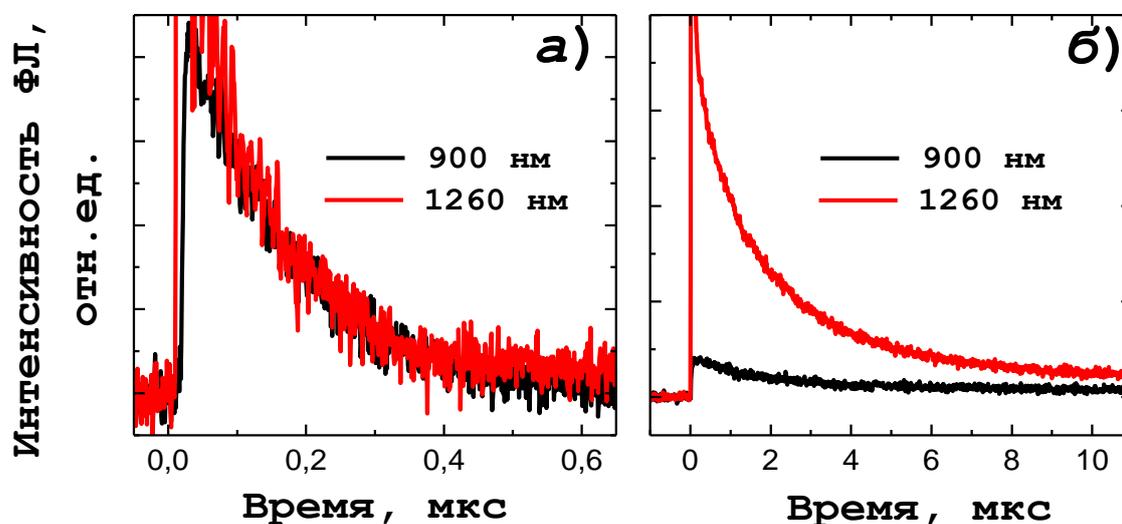


Рис. 3.18. Временные зависимости межзонной (экситонной) ФЛ (а) и ФЛ Ge(Si) островков ($\lambda = 1580$ нм) (б) в структуре Ge(Si)/Si(001), полученные при межзонном ($\lambda_{\text{ex}} = 900$ нм) и подзонном ($\lambda_{\text{ex}} = 1260$ нм) возбуждении. $T = 4.2$ К.

3.4.2. Спектры возбуждения ФЛ, соответствующей различным временным компонентам в кинетике релаксации ФЛ Ge(Si) островков.

Как отмечалось в разделе 3.1, на кинетических кривых ФЛ Ge(Si) островков присутствуют компоненты, соответствующие различным каналам излучательной рекомбинации в островках. На временах до 100 мкс после возбуждающего импульса наблюдается сигнал, соответствующий быстрому каналу рекомбинации носителей заряда в островках, возникающему благодаря значительному перекрытию волновых функций электронов и дырок при высокой концентрации носителей заряда. В то же время, процессы излучательной рекомбинации пространственно разделенных электронов и дырок в островках характеризуются миллисекундными временами спада. Данный раздел посвящен сравнительному исследованию спектров возбуждения ФЛ, связанной с процессами излучательной рекомбинации носителей заряда, характеризующиеся различными временами затухания.

Спектры возбуждения ФЛ Ge(Si) островков, описанные в предыдущем разделе, были получены при минимальном (50 Ом) нагрузочном сопротивлении на вы3.4ходе детектора. При этом чувствительность регистрационной системы позволяла наблюдать сигнал ФЛ Ge(Si) островков на временах до 100 мкс после возбуждающего импульса, то есть, сигнал

ФЛ, связанный с рекомбинацией носителей заряда через быстрый канал. Сигнал ФЛ, связанный с рекомбинацией пространственно разделенных электронов и дырок в островках, характеризуется миллисекундными временами спада и малой интенсивностью ФЛ, и регистрация данного сигнала требовала использование дополнительного нагрузочного сопротивления.

На рисунке 3.19 представлены спектры возбуждения ФЛ Ge(Si) островков, полученные при интегрировании сигнала ФЛ по различным временным интервалам при средней мощности накачки 60 мВт. Пустыми символами на рисунке 3.19 обозначен спектр возбуждения ФЛ, полученный в результате интегрирования спектро-кинетических зависимостей сигнала ФЛ островков в спектральном диапазоне 1450-1700 нм по временному интервалу 100 мкс – 50 мс, соответствующему медленным процессам излучательной рекомбинации в островках. Для получения данного спектра возбуждения ФЛ спектро-кинетические зависимости ФЛ островков регистрировались при использовании нагрузочного сопротивления 100 кОм на выходе ФЭУ. Сплошными кружками на рис. 3.19 обозначен спектр возбуждения ФЛ островков, полученный при интегрировании по временному интервалу 0-100 мкс (см. раздел 3.4.1). Полученные спектры возбуждения ФЛ нормированы на значение интегральной интенсивности ФЛ островков при возбуждении на длине волны $\lambda_{ex} = 1060$ нм (ширина запрещенной зоны кремния). Видно, что в области длин волн $\lambda_{ex} > 1060$ полученные спектры возбуждения ФЛ почти совпадают и характеризуются быстрым падением интенсивности ФЛ островков в диапазоне длин волн возбуждения 1160-1300 нм, которое, по-видимому, связано с достижением края поглощения излучения в Ge(Si) островках (при $\lambda_{ex} > 1300$ нм сигнал ФЛ островков практически отсутствует (рис. 3.19)). В то же время, в области межзонного поглощения Si полученные спектры возбуждения ФЛ существенно отличаются (рис. 3.19). В спектре возбуждения ФЛ, соответствующей медленным процессам рекомбинации в островках, интенсивность ФЛ практически не зависит от длины волны возбуждения в диапазоне $\lambda_{ex} = 900 - 1160$ нм. При этом в спектре возбуждения ФЛ, полученном при интегрировании по временному интервалу 0-100 мкс, наблюдается резкое падение интенсивности ФЛ островков вблизи края межзонного поглощения кремния (см. раздел 3.4.1) [A3, A18].

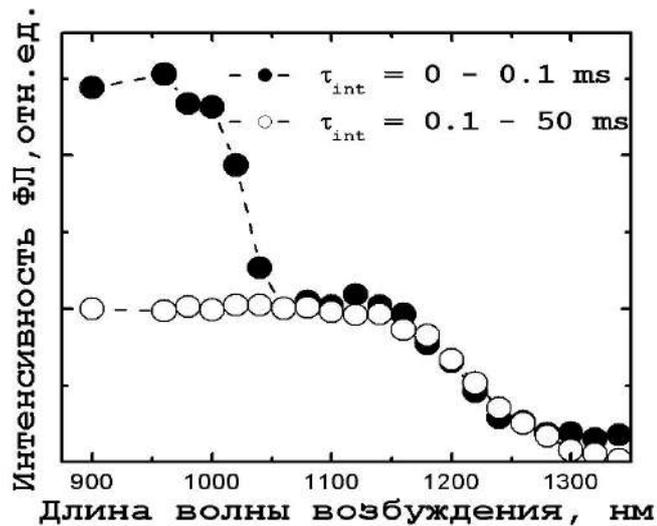


Рис. 3.19. Спектры возбуждения ФЛ Ge(Si) островков, полученные интегрированием по различным временным интервалам (-●- $\tau = 0 - 0.1$ мс; -○- $\tau = 0.1 - 50$ мс) при мощности накачки 60 мВт, нормированные на интенсивность сигнала ФЛ островков при $\lambda_{ex} = 1060$ нм.

Для установления причин существенного различия вида спектров возбуждения ФЛ островков, полученных для различных временных интервалов, вблизи края межзонного поглощения в кремнии были исследованы временные зависимости интенсивности ФЛ островков при различных уровнях межзонного ($\lambda_{ex} = 750$ нм) оптического возбуждения (рис. 3.20а). С целью повышения чувствительности системы регистрации измерение сигнала ФЛ на разных временных интервалах осуществлялось с использованием различных нагрузочных сопротивлений на входе фотоприемника (50 Ом для интервала 0 - 50 мкс и 10 кОм для интервала 0.05 - 50 мс). Хорошо видно (рис. 3.20а), что на различных временах после возбуждающего импульса наблюдается различная зависимость интенсивности ФЛ островков от мощности возбуждения. На временных интервалах 0 - 1 мкс и 0.1 - 10 мс насыщение ФЛ островков возникает при значении средней мощности накачки ~ 1 мВт, в то время как в интервале 1 - 100 мкс рост интенсивности ФЛ с увеличением мощности накачки наблюдается вплоть до максимальных используемых значений мощности возбуждающего излучения (~ 10 мВт). При этом начальный участок спада интенсивности ФЛ, соответствующий быстрому каналу излучательной рекомбинации в условиях высокой концентрации носителей в островках (раздел 3.1), удлиняется с увеличением уровня накачки от 1 мкс до 10 - 20 мкс (рис. 3.20а). Таким образом, можно предположить, что увеличение мощности возбуждения сопровождается возникновением канала подкачки островков носителями заряда, позволяющей поддерживать их высокую концентрацию в условиях быстрой и эффективной излучательной рекомбинации.

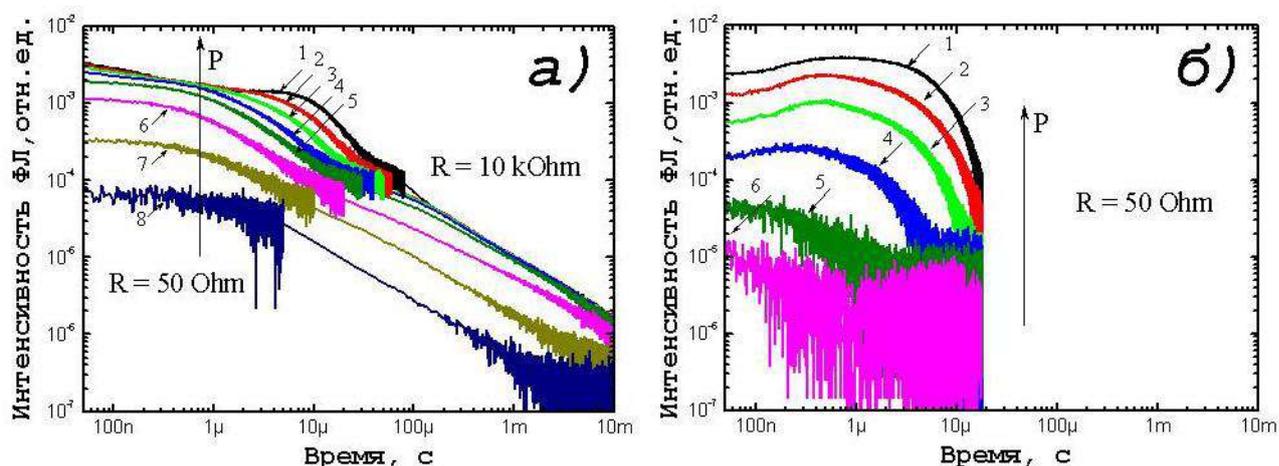


Рис. 3.20. Временные зависимости сигнала ФЛ Ge(Si) островков (а) и межзонной ФЛ в кремнии (б) при различных мощностях возбуждения: 1 – 10 мВт; 2 – 4 мВт; 3 – 2 мВт; 4 – 1 мВт; 5 – 0.4 мВт; 6 – 0.1 мВт; 7 – 0.04 мВт; 8 – 0.01 мВт. Зависимости получены для $\lambda_{ex} = 750$ нм при $T = 4.2$ К.

Для проверки данной гипотезы было рассмотрено изменение временных зависимостей межзонной ФЛ (ФЛ, связанной с излучательной рекомбинацией неравновесных носителей заряда в Si слоях) в исследованных структурах при увеличении мощности возбуждения (рис. 3.20б) в диапазоне 0.1 мВт – 10 мВт. Как видно из приведенных зависимостей, заметный сигнал межзонной ФЛ, начинает регистрироваться при значениях мощности оптической накачки, соответствующих установлению не экспоненциального характера кинетических кривых ФЛ Ge(Si) островков (рис. 3.20а). Более того, изменение характерного времени жизни неравновесных носителей заряда в матрице Si при увеличении мощности возбуждающего излучения совпадает с удлинением временного интервала, соответствующего излучательной рекомбинации в островках через быстрый канал (от 1 до 20 мкс) (ср. рис. 3.20а и рис. 3.20б). Таким образом, пока в кремниевой матрице сохраняется высокая концентрация неравновесных электронно-дырочных пар (это подтверждается высокой интенсивностью межзонной ФЛ объемного Si), носители заряда могут быть захвачены Ge(Si) островками, что поддерживает постоянный уровень интенсивности ФЛ островков. На временах больше 100 мкс все процессы, связанные с подкачкой носителей заряда из кремниевой матрицы, завершены, и сигнал ФЛ определяется излучательной рекомбинацией носителей заряда, находящихся на низкоэнергетических состояниях в островках. При возбуждении структур излучением с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны кремния за счет нелинейных процессов поглощения в кремниевой матрице генерируется незначительное количество электронно-дырочных пар, и канал, связанный с возбуждением Ge(Si) островков через кремниевую матрицу перестает быть

основным (раздел 3.4.1). Таким образом, сигнал ФЛ островков, связанный с медленной излучательной рекомбинацией пространственно разделенных носителей заряда, мало чувствителен к переходу через границу поглощения кремния. В то же время интенсивность сигнала ФЛ, связанного с быстрым каналом рекомбинации, зависит от эффективности возбуждения через кремниевую матрицу. Поэтому в спектре возбуждения ФЛ островков, полученном при интегрировании сигнала ФЛ на временном участке 0 – 100 мкс, наблюдается резкое падение при переходе через границу поглощения кремния (рис. 3.17 и 3.19), а в спектре возбуждения ФЛ, соответствующему медленному каналу рекомбинации в островках, интенсивность остается постоянной вплоть до края поглощения излучения в островках.

3.4.3. Поглощение в Ge(Si) островках.

Как было продемонстрировано в предыдущем разделе, в исследованной структуре край поглощения в Ge(Si) островках расположен в спектральной области 1160-1300 нм. В то же время, сигнал ФЛ Ge(Si) островков в данной структуре наблюдается в диапазоне 1450-1700 нм (кривая 1 на рис. 3.20а – спектр ФЛ Ge(Si) островков при межзонном возбуждении, полученный при интегрировании по временному интервалу 0-50 мс). Таким образом, для структур с Ge(Si) островками характерно несоответствие спектральных областей, отвечающих процессам поглощения (спектр возбуждения ФЛ) и излучательной рекомбинации (спектр ФЛ) в островках. В то же время, как видно из рис. 3.20, наблюдается небольшое пересечение областей спектра возбуждения ФЛ, связанной с пространственно непрямой излучательной рекомбинацией в островках, и сигнала ФЛ, соответствующего пространственно прямым излучательным переходам в островках (кривая 2 на рис. 3.20а – спектр ФЛ, полученный при непрерывном оптическом возбуждении). При этом резкое падение интенсивности в спектре возбуждения ФЛ, связанной с пространственно непрямой излучательной рекомбинацией, начинается вблизи волны 1160 нм – максимальной длины волны, на которой удается зарегистрировать сигнал ФЛ, связанный с пространственно прямой рекомбинацией в островках. Можно предположить, что поглощение излучения в Ge(Si) островках происходит с участием пространственно прямых переходов, причем, в отличие от пространственно прямой рекомбинации, в которой задействованы электроны 4Δ-долины в островках, в процессе поглощения излучения также могут быть задействованы более высокоэнергетические 2Δ-долины (рис. 3.20б). В разделе 3.3 (рис. 3.7) приведены результаты расчета зонной диаграммы для исследуемой многослойной структуры с Ge(Si) островками, сформированными при 650°C. Согласно расчетам, значения энергии пространственно прямых и пространственно не прямых излучательных переходов составляют

920 мэВ (1345 нм) и 780 мэВ (1590 нм) соответственно. Согласно тому же расчету, расстояние между уровнем размерного квантования тяжелых дырок в Ge(Si) островке и дном 2Δ-долины составляет 1074 мэВ (1154 нм). Для наглядности на рисунке 3.20а вертикальными штриховыми линиями показаны длины волн, соответствующие переходам между уровнем размерного квантования тяжелых дырок и дном 2Δ- и 4Δ-долины в Ge(Si) островках. Сопоставление численных расчетов зонной диаграммы Ge(Si) островков и спектра возбуждения ФЛ, связанной с пространственно непрямыми излучательными переходами (рис. 3.20), позволяет сделать вывод, что край поглощения в островках определяется положением дна 2Δ- и 4Δ-долины в островках. Тем не менее слабый, почти на уровне шумов, сигнал ФЛ Ge(Si) островков регистрируется при длинах волн возбуждения больших 1350 нм. Возбуждение ФЛ островков в этой области может осуществляться как за счет нелинейного многофотонного поглощения излучения накачки в кремниевой матрице и островках, так в результате неоднородности островков по составу и упругим напряжениям, а следовательно и по энергетическому положению дна 4Δ-долины в островках.

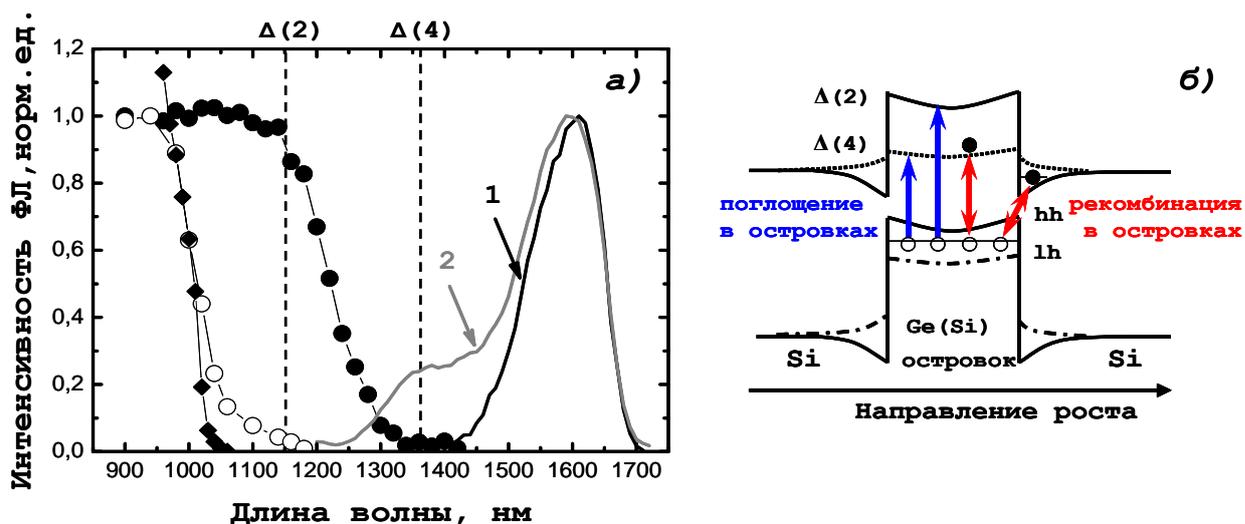


Рис. 3.21.а) Спектры возбуждения ФЛ, соответствующей пространственно не прямой (-●-) и пространственно прямой (-○-) излучательной рекомбинации в Ge(Si) островках, полученных при $T_{gr} = 650^{\circ}C$, и межзонной ФЛ в кремнии (-◆-); интегральный спектр ФЛ островков при импульсном возбуждении ($\lambda_{ex} = \dots$), полученный интегрированием по временному интервалу 0-50 мс (1); спектр ФЛ островков при непрерывном оптическом возбуждении (2). Вертикальными штриховыми линиями показано расчетное положение дна 2Δ- и 4Δ- долины в Ge(Si) островках для структуры, сформированной при $650^{\circ}C$ (раздел 3.2). **б)** Схематическое изображение процессов излучательной рекомбинации и поглощения излучения в Ge(Si) островке.

Как отмечалось в разделе 3.3, при переходе к подзонному для Si возбуждению, когда основным механизмом возбуждения ФЛ Ge(Si) островков становится поглощение на пространственно прямых переходах, временная зависимость ФЛ, связанной с пространственно непрямой рекомбинацией носителей заряда в островках, характеризуется быстрыми (< 10 нс) временами нарастания (рис. 3.13 и 3.17б). При этом вид кинетической кривой при подзонном возбуждении не зависит от длины волны возбуждения. Из этого можно заключить, что независимо от того, как осуществляется поглощение в островке – за счет перехода в 2Δ - или 4Δ -долину – время захвата электронов из Ge(Si) островка в потенциальную яму, образованную упругими напряжениями в кремниевом слое вблизи островка, не превышает 10 нс, что значительно меньше времени, характерного для пространственно прямой излучательной рекомбинации в островках (сотни наносекунд). Поэтому при уменьшении эффективной мощности накачки при переходе к подзонному для кремния возбуждению вклад пространственно прямых излучательных переходов в сигнал ФЛ Ge(Si) островков уменьшается в сравнении с вкладом рекомбинации пространственно разделенных носителей заряда (рис. 3.21а).

Выводы к Главе 3.

1. Методами стационарной спектроскопии ФЛ, спектроскопии ФЛ с временным разрешением и спектроскопии возбуждения ФЛ, модифицированной для исследования структур с Ge(Si) островками, исследованы излучательные свойства многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) и Ge(Si)/SOI островками. Суть модифицированного метода спектроскопии возбуждения ФЛ состоит в регистрации ФЛ исследуемых структур с временным и спектральным разрешением при различных длинах волн возбуждающего излучения. Использование данной методики позволило учесть изменение формы спектра Ge(Si) островков в зависимости от длины волны возбуждения, получить спектры возбуждения ФЛ для различных компонент в спектре ФЛ исследуемых структур, соответствующих различным излучательным процессам в островках, и также выделить и исключить из последующего анализа сигналы, не связанные с излучательной рекомбинацией в Ge(Si) островках.

2. В спектро-кинетических зависимостях ФЛ структур с Ge(Si) островками были выделены сигналы ФЛ, соответствующие процессам пространственно непрямой и пространственно прямой излучательной рекомбинации носителей заряда в островках. В структурах высокого кристаллического качества (с низкой концентрацией центров безызлучательной рекомбинации) сигнал ФЛ, связанный с рекомбинацией пространственно разделенных носителей заряда через гетерограницу островка, наблюдается на временах до десятков миллисекунд после возбуждающего импульса. Обнаружено, что при высоких мощностях возбуждения для пространственно непрямой излучательной рекомбинации характерно также наличие «быстрого» канала рекомбинации (времена спада интенсивности ФЛ до 50 мкс) через гетерограницу островка, связанного с улучшением перекрытия волновых функций пространственно разделенных носителей заряда в результате кулоновского искривления зон. Пространственно прямые излучательные переходы в островках характеризуются временами спада 0.1 – 1 мкс.

3. Увеличение температуры формирования структур с Ge(Si) островками приводит к уменьшению разницы энергий пространственно прямых и пространственно не прямых излучательных переходов в островках. Продемонстрировано, что в структурах, выращенных при температурах выше 650 °С, наблюдается перекрытие спектральных областей, соответствующих процессам пространственно непрямой и пространственно прямой излучательной рекомбинации в островках. При непрерывном оптическом возбуждении основной вклад в сигнал ФЛ островков, сформированных при температурах ниже 650 °С, вносят пространственно не прямые излучательные переходы, тогда как в

островках, сформированных при температурах выше 650 °С, интенсивность и положение сигнала ФЛ определяется вкладом пространственно прямых переходов.

4. В результате исследований спектральных и временных характеристик структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, выращенных на подложках Si(001) и SOI, выявлены компоненты, вносящие основной вклад в возбуждение ФЛ Ge(Si) островков при различных условиях. Показано, что при низких температурах (< 10 К) сигнал ФЛ островков преимущественно связан с рекомбинацией носителей заряда, фотоиндуцированных в эпитаксиальном слое в окрестности островков. При более высоких температурах существенный вклад в возбуждение ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков вносит диффузия носителей заряда из Si подложки, что сопровождается возрастанием интенсивности ФЛ островков при увеличении температуры от 4 до 70 К. При этом роль диффузии носителей заряда из подложки в возбуждении ФЛ Ge(Si) островков увеличивается при возрастании длины волны возбуждающего излучения вблизи края межзонного поглощения в кремнии. В условиях подзонной для кремния оптической накачки основной вклад в возбуждение сигнала ФЛ островков дает поглощение возбуждающего излучения в Ge(Si) островках.

5. Обнаружено существенное различие в виде спектров возбуждения ФЛ, соответствующих «быстрому» и «медленному» каналу излучательной рекомбинации носителей заряда через гетерограницу островка, в диапазоне длин волн возбуждения, отвечающих области межзонного поглощения в кремнии. Показано, что данное различие связано с особенностями процесса возбуждения ФЛ островков через электронную подсистему кремния, а именно, с продолжительной диффузией неравновесных носителей заряда из кремниевой матрицы в область Ge(Si) островков при высоких уровнях возбуждения. Продемонстрировано, что при энергиях кванта возбуждения меньших ширины запрещенной зоны кремния поглощение излучения в островках происходит с участием пространственно прямых переходов из подзоны тяжелых дырок в 2Δ- и 4Δ- долины для электронов, при этом край поглощения в островках определяется положением дна 2Δ- и 4Δ- долин в островках.

Глава 4. Излучательные свойства структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, заключенными между напряженными слоями Si.

4.1 Введение.

Как было показано в литературном обзоре (Глава 1), структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками являются перспективным с точки зрения создания на их основе оптоэлектронных приборов. Однако кремний и германий являются непрямозонными материалами, что значительно снижает эффективность излучательной рекомбинации в данных структурах. Дополнительным препятствием на пути создания эффективных источников света на основе SiGe гетероструктур является то, что на гетерогранице Si/Ge реализуется гетеропереход II рода. Поэтому в структурах с Ge(Si) островками или SiGe двумерными слоями, выращенными на Si(001) подложках, удается достичь эффективной пространственной локализации носителей заряда только одного типа (дырок), для которых Ge(Si) островки и слои SiGe образуют потенциальную яму. Потенциальная яма для электронов в структурах с Ge(Si) островками, выращенными на Si подложках, формируется только благодаря полям упругих напряжений от островков и кулоновскому потенциалу дырок, локализованных в островках [51, 121] (рис. 4.1a). Глубина этой потенциальной ямы существенно зависит от состава, формы и упругих напряжений в островках и согласно расчетам зонной диаграммы для однослойных структур составляет $\sim 20\text{-}30$ мэВ [51, 121]. Формирование многослойных структур с Ge(Si) островками за счет накопления упругих напряжений от слоя к слою способствует увеличению глубины потенциальной ямы для электронов в Si [12, 131] (см. раздел 3.3). Слабая пространственная локализация электронов считается одной из основных причин невысокой эффективности излучательной рекомбинации в GeSi/Si(001) гетероструктурах с самоформирующимися наноструктурами и квантовыми точками [55, 56, 57, 150].

Для решения проблемы слабой пространственной локализации электронов были предложены различные подходы. В частности, рассматривалась возможность улучшения локализации электронов путем роста многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками, слои которых разделены тонкими слоями Si [51]. В этом случае потенциальная яма для электронов образуется в тонких напряженных слоях кремния, заключенных между слоями островков. Существенным недостатком этого метода является изменение параметров островков в каждом следующем слое за счет накопления упругих напряжений. Кроме того, при формировании многослойных структур сложно контролировать параметры потенциальных ям для электронов, образованных напряженными кремниевыми слоями, поскольку величины упругих напряжений в слоях Si определяются многими параметрами,

такими как вертикальная корреляция островков, их форма, состав и т.д. К тому же, увеличение глубины потенциальной ямы для электронов требует увеличения упругих напряжений в Si слоях, что может приводить к образованию дислокаций и, как следствие, к росту числа центров безызлучательной рекомбинации в активном слое структуры.

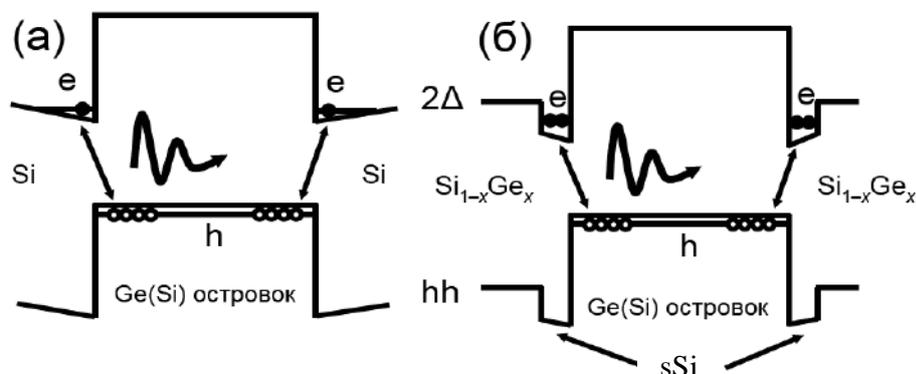


Рис. 4.1. Схематическое изображение зонных диаграмм структур с Ge(Si)/Si(001) островками (а) и с Ge(Si) островками, сформированными на релаксированных SiGe буферных слоях и заключенными между слоями напряженного (растянутого) Si (б).

В то же время, создание потенциальных ям для электронов в напряженных слоях кремния может быть реализовано за счет встраивания Ge(Si) островков в напряженные (растянутые) Si слои (далее – sSi слои), сформированные на релаксированном буферном SiGe слое [52] (рис. 4.1 б). В этом случае глубина потенциальной ямы для электронов обусловлена преимущественно рассогласованием кристаллических решеток Si и релаксированного SiGe буферного слоя и в меньшей степени зависит от параметров самих Ge(Si) островков. В качестве иллюстрации этого утверждения на рисунке 4.2а приведена рассчитанная зависимость глубины потенциальной ямы для электронов (разница энергий между положением первого энергетического уровня электронов в sSi слое и дном зоны проводимости в SiGe буфере) в напряженном слое кремния толщиной 1 нм, выращенном на релаксированном Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферном слое, от содержания германия в этом слое. Для расчета была использована программа, описанная в Главе 2. Расчеты выполнены для диапазона составов SiGe/Si(001) буферов, используемых в диссертации. Кроме состава SiGe буфера на глубину потенциальной ямы для электронов влияет изменение толщины sSi слоев. Увеличение толщины sSi слоя приводит к уменьшению энергии уровня размерного квантования электронов и, как следствие, к увеличению глубины потенциальной ямы для электронов в sSi слое (рис. 4.2б). Из рисунка 4.2 видно, что глубина потенциальной ямы для электронов в sSi слое, выращенном на SiGe/Si(001) буферах с долей Ge $x=18-26\%$ составляет 50-80 мэВ, т.е. заметно превосходит величину 20-30 мэВ, характерную для энергии

локализации электронов в многослойных структурах с Ge(Si)/Si(001) островками, выращенными без использования SiGe буферного слоя. Кроме того, энергия локализации электронов в sSi слоях существенно превосходит величину kT при комнатной температуре (26 мэВ). Таким образом, встраивание Ge(Si) островков в sSi слой, сформированный на релаксированном SiGe/Si(001) буфере, позволяет решить проблему пространственной локализации электронов вблизи островков и увеличения эффективности излучательной рекомбинации в структурах с Ge(Si) островками [53, 55].

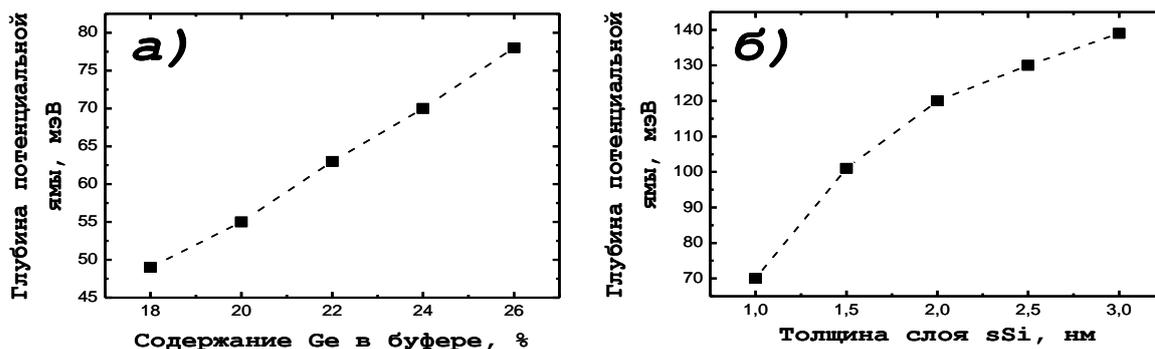


Рис. 4.2. Рассчитанная зависимость глубины потенциальной ямы для электронов в sSi слое от содержания Ge в релаксированном $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ буферном слое при толщине слоя sSi 1 нм (а) и от толщины слоя sSi для содержания Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ буфере $x = 24\%$ (б). Расчеты выполнены для $T = 77$ К.

Следует отметить, что к моменту начала работ над диссертацией в мире была отработана технология получения градиентных релаксированных SiGe буферов с долей Ge менее 50% [158, 178, 179]. Использование градиентного дизайна позволяет получать релаксированные SiGe слои с низкой ($10^4 - 10^5 \text{ см}^{-2}$) плотностью прорастающих дислокаций, а последующая химико-механическая полировка выращенных буферов позволят значительно уменьшить шероховатость их поверхности [158, 178, 180, 181].

К моменту написания диссертации была развита технология формирования на релаксированных SiGe/Si(001) буферах структур с Ge(Si) островками, заключенными между слоями растянутого Si (далее – Ge(Si)/sSi островки), и были изучены особенности роста данного типа островков [53, 54, 112]. В частности, было обнаружено, что при увеличении количества осажденного Ge рост Ge(Si)/sSi островков качественно совпадает с ростом Ge(Si)/Si(001) островков, однако наблюдается ряд количественных различий [53, 54, 112]. При этом изучение влияния толщины напряженного слоя Si на рост Ge(Si) островков выявило, что в интервале толщин 1 – 3 нм параметры островков слабо зависят от толщины sSi слоя, на котором они формируются [112].

Исследования излучательных свойств структур с Ge(Si)/sSi островками показало, что данный тип структур характеризуется большей (~ 10 раз) интенсивностью сигнала фотолюминесценции островков при 77 К по сравнению с Ge(Si) островками, выращенными непосредственно на Si(001) подложках (далее Ge(Si)/Si(001) островки) [55, 56]. Данное увеличение интенсивности сигнала ФЛ связывалось с пространственной локализацией электронов в sSi слоях на гетерогранице с Ge(Si)/sSi островками [55, 56]. Также была продемонстрирована возможность управления спектральным положением линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков в достаточно широком спектральном диапазоне (1.55-2.2 мкм) за счет изменения толщины sSi слоев над и под островками [57].

Следует отметить, что в настоящее время в мире ведутся активные работы по расширению рабочего диапазона кремниевых оптоэлектронных устройств в область длин волн > 1.55 мкм [182, 183, 184], что позволит значительно расширить пропускную способность оптических каналов связи [184] и использовать кремниевую оптоэлектронику в устройствах детектирования широкого спектра химических и биологических веществ, в медицинских целях и устройствах безопасности [182, 183]. Возможность управления положением линии люминесценции Ge(Si)/sSi островков и получения сигнала ФЛ в области длин волн до 2.2 мкм делает данный тип структур перспективным с точки зрения создания светоизлучающих структур для спектральной области > 1.55 мкм, совместимых с современной кремниевой технологией. При этом для приборных применений необходимо создавать светоизлучающие SiGe гетероструктуры, работающие в условиях электрической накачки. К моменту начала работы над диссертацией не было сообщений о создании светодиодных структур с Ge(Si)/sSi островками и исследовании их электролюминесцентных свойств.

Недостатком формирования структур с Ge(Si)/sSi островками на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях является наличие дефектных областей в буферах, в которых располагаются дислокации несоответствия. К моменту начала работы над диссертацией не было сообщений о наблюдении люминесценции Ge(Si)/sSi островков при комнатной температуре. Низкая температурная стабильность люминесценции данного типа структур связывалась с влиянием каналов безызлучательной рекомбинации, находящихся в дефектной области SiGe буфера. Кроме того, в спектрах ФЛ структур, выращенных на SiGe буферах, при оптическом возбуждении излучением видимого диапазона, глубина поглощения которого в SiGe гетероструктурах больше толщины области, содержащей Ge(Si)/sSi островки (см. раздел 2.3.2), наряду с ФЛ островков наблюдаются линии дислокационной люминесценции от дефектных областей релаксированного SiGe буфера [55]. Данные линии

спектрально перекрываются с ФЛ островков и значительно затрудняют анализ спектров ФЛ структур, выращенных на SiGe буферах. Решением проблемы, связанной с дефектными областями SiGe буфера, может быть использование для роста структур с Ge(Si)/sSi островками подложек типа «напряженный кремний на изоляторе» (strained Si on insulator, sSOI) [153, 154]. Использование таких подложек позволяет сохранить преимущества, связанные с встраиванием островков между напряженными (растянутыми) слоями Si, но при этом избавиться от дефектных областей, присущих релаксированным SiGe буферам.

В настоящей Главе представлены результаты исследования фото- и электролюминесценции структур с Ge(Si)/sSi островками. Изучено влияние соотношения толщин слоев напряженного Si над и под островками и продемонстрирована возможность получения структур с рекордно узкими, для структур с Ge(Si) островками, линиями ФЛ. Рассмотрены основные причины низкой температурной стабильности люминесценции Ge(Si)/sSi островков. Также представлены результаты по созданию диодных структур с Ge(Si)/sSi островками и исследованию электролюминесцентных свойств Ge(Si)/sSi островков. Отдельное внимание в данной Главе будет уделено описанию результатов по формированию структур с Ge(Si)/sSi островками на подложках sSOI и исследованию их оптических свойств.

4.2 Фотолюминесценция Ge(Si)/sSi островков, сформированных на релаксированном SiGe/Si(001) буфере.

4.2.1. Влияние соотношения толщин слоев sSi на ширину линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков.

Типичная ширина линии ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков (FWHM) составляет 70÷100 мэВ [Error! Bookmark not defined., 46, 121]. Как отмечалось в Главе 1, большая ширина линии ФЛ островков связана с существенным разбросом островков по размерам и составу, с неоднородностью упругих напряжений в островках, а также с вкладом в сигнал ФЛ островков излучательной рекомбинации носителей заряда как с испусканием оптического фона, так и без участия фононов. При формировании Ge(Si) островков на структурированных подложках удается существенно улучшить однородность островков по размерам, составу и упругим напряжениям, что приводит к уменьшению неоднородного уширения линии ФЛ [104, 106, 107]. Для упорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков удалось достигнуть ширины бесфононного пика ФЛ в 20-30 мэВ [104, 106]. Однако наличие фононных повторений приводит к тому, что общая ширина сигнала ФЛ островков и в этом случае составляет 80-90 мэВ [104, 106].

Ранее выполненные исследования структур с Ge(Si) островками, заключенными между тонкими (≤ 3 нм) слоями sSi, показали, что при 77 К спектральная ширина линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков лежит в диапазоне FWHM = 50÷60 мэВ, что заметно меньше ширины линии ФЛ неупорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков [55]. Уменьшение ширины линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков нельзя связать с их малым ($< 10\%$) разбросом по размерам, поскольку для Ge(Si)/Si(001) островков, имеющих такой же разброс по размерам, ширина линии ФЛ превосходит 70 мэВ [125, 185]. Наблюдаемое уменьшение ширины линии ФЛ может быть связано с вкладом в сигнал ФЛ Ge(Si)/sSi островков только одного типа излучательных переходов – без участия фононов. Существенный рост вклада бесфононной излучательной рекомбинации в ФЛ Ge(Si)/sSi островков происходит, по-видимому, за счет эффективной пространственной локализации электронов в тонких (≤ 3 нм) sSi слоях на гетерогранице с Ge(Si) островком (рис. 4.1б). Локализация электронов в реальном пространстве приводит к росту неопределенности их координаты в k -пространстве и, соответственно, делает более вероятной их излучательную рекомбинацию с дырками без испускания фона. Рост вероятности бесфононной излучательной рекомбинации носителей заряда может быть также вызван рассеянием на гетерограницах электронов, локализованных в sSi слоях. Ранее эффект существенного возрастания бесфононной люминесценции наблюдался в SiGe гетероструктурах, представляющих собой чередующиеся квантовые ямы из растянутых Si и

сжатых SiGe слоев (neighboring confinement structure, NCS), сформированные на SiGe буферном слое, содержание Ge в котором меньше, чем в SiGe квантовой яме [186, 187].

Как отмечалось выше, положение линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков зависит от толщины слоев напряженного кремния [56]: увеличение толщины sSi слоев приводит к смещению линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков в область меньших энергий. Данный сдвиг вызван увеличением глубины потенциальной ямы для электронов в sSi слоях при увеличении их толщины (рис. 4.2б), и, как следствие, уменьшением энергии непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинации электронов в sSi слоях и дырок в Ge(Si) островках [56]. При этом вклад в ФЛ Ge(Si)/sSi островков дает рекомбинация дырок с электронами, локализованными как в sSi слое над островками, так и под островками. Различие в толщине этих sSi слоев приводит к различию в энергиях излучательной рекомбинации носителей заряда через нижнюю и верхнюю гетерограницы островка. Небольшая разница в толщинах приводит к уширению линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков, тогда как при существенном различии в толщинах sSi слоев в спектре ФЛ островков можно выделить компоненты, соответствующие рекомбинации носителей заряда через верхнюю и нижнюю границу островков [112]. В качестве примера на рисунке 4.3 приведен спектр ФЛ Ge(Si)/sSi островков, сформированных на релаксированном $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ буфере ($x = 0.24$) при температуре роста 660°C (структура k131v2 в Таблице 2.2.). Номинальная толщина sSi слоев под (d_1) и над (d_2) островками в данной структуре отличалась на 1 нм ($d_1 = 3$ нм и $d_2 = 2$ нм). В результате сигнал ФЛ Ge(Si)/sSi островков в данной структуре представляет собой широкую (FWHM=105 мэВ), даже для структур с Ge(Si)/Si островками, линией. При этом она имеет форму, указывающую на наличие в сигнале ФЛ двух составляющих. Для наглядности была проведена аппроксимация данного спектра двумя функциями Гаусса (рис. 4.3), положение максимумов которых отвечает энергиям пространственно непрямой излучательной рекомбинации носителей заряда через нижнюю и верхнюю границу островка, и равно соответственно 646 мэВ и 693 мэВ. Для подтверждения гипотезы о соответствии двух компонент, наблюдаемых в спектре ФЛ исследуемой структуры с Ge(Si) островками, рекомбинации носителей заряда на разных гетерограницах островка, был проведен теоретический расчет зонной диаграммы данной структуры.

Рассчитанная зонная диаграмма структуры с толщинами sSi слоев $d_1 = 3$ нм и $d_2 = 2$ нм, сформированной на релаксированном SiGe буфере с содержанием Ge $x = 0.24$ при температуре 660°C , приведена на рисунке 4.4. Расчет был выполнен с помощью компьютерной программы, подробно описанной в разделе 2.4 [167], с использованием параметров, приведенных в таблице 2.4. В расчетах островки рассматривались как упруго-

напряженные SiGe слои. В соответствии с данными ПЭМ снимков высота Ge(Si) островков полагалась равной 10 нм. Отметим, что точный выбор высоты островков оказывает слабое влияние на результаты расчетов, так как энергия размерного квантования дырок в SiGe слое толщиной более 10 нм составляет величину меньше 10 мэВ. Ранее было показано [112], что содержание Ge в зарощенных Ge(Si)/sSi островках, сформированных при температурах 650-660°C, составляет $x = 0.6-0.7$. При расчетах зонной диаграммы исследуемой структуры содержание Ge в островках полагалось равным 0.68.

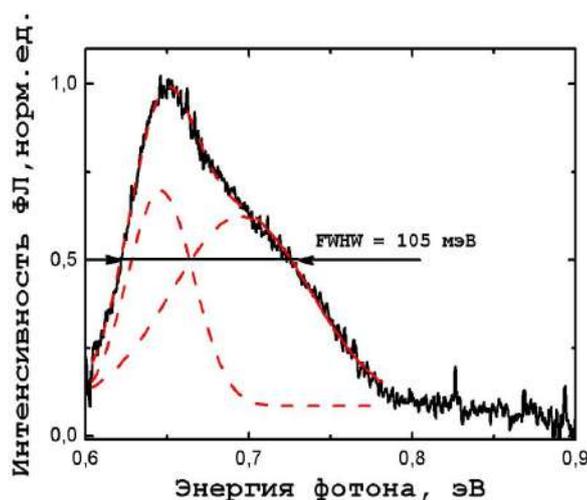


Рис. 4.3. Спектр ФЛ структуры с Ge(Si)/sSi островками с толщинами sSi слоев под островками $d_1 = 3$ нм и над островками $d_2 = 2$ нм. На спектре указана общая ширина пика ФЛ. Пунктирными линиями показаны составляющие сигнала ФЛ островков, полученные в результате аппроксимации спектра ФЛ двумя функциями Гаусса и соответствующие рекомбинации носителей заряда на нижней и верхней гетерограницах островков. Спектр ФЛ измерен при температуре 77 К, длине волны возбуждающего излучения $\lambda_{ex} = 325$ нм и мощности оптической накачки – 1 мВт.

Наряду с размерами и составом островков важным фактором, влияющим на положение энергетических зон в структурах с Ge(Si) островками, являются упругие напряжения в островках и окружающей матрице. Упругие напряжения в островках удобно характеризовать величиной остаточных упругих напряжений (RES – residual elastic strain), которая определяется формулой:

$$RES = \left(\frac{a_{GeSi} - a_{isl}}{a_{GeSi} - a_{buff}} \right) \cdot 100\% , \quad (4.1)$$

где a_{buff} – параметр решетки релаксированного, ненапряженного SiGe буферного слоя, a_{isl} – параметр решетки в плоскости роста островков со средней долей Ge x_{isl} , a_{GeSi} – параметр решетки ненапряженного GeSi слоя с такой же долей Ge. В расчетах зонной структуры

использовалось значение $RES = 80-90\%$, полученное ранее для Ge(Si)/Si(001) островков с покровным Si слоем [20, 170].

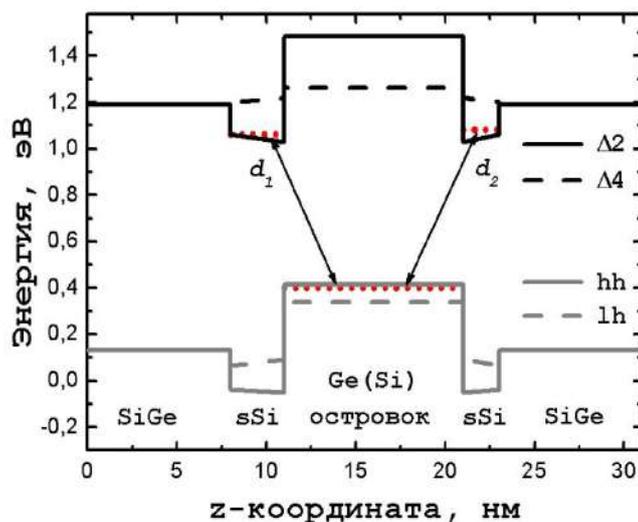


Рис. 4.4. Рассчитанная зонная диаграмма структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между sSi слоями толщинами $d_1 = 3$ нм и $d_2 = 2$ нм. Содержание Ge в буферном слое $x_{buff} = 24\%$. Красными точечными линиями показано положение уровней размерного квантования электронов в sSi слоях и дырок в Ge(Si)/sSi островке. Стрелками показаны непрямые в реальном пространстве оптические переходы на верхней и нижней гетерогранице островка.

Проведенные расчеты показали, что глубины потенциальных ям для электронов, формируемых напряженными sSi слоями, составляют 140 мэВ и 118 мэВ для широкой и узкой ямы соответственно, а глубина потенциальной ямы для дырок, образованной Ge(Si) островком, составляет ~ 500 мэВ (рис. 4.4). При этом излучательной рекомбинации на нижней и верхней гетерогранице островка с толщинами слоев sSi $d_1 = 3$ нм и $d_2 = 2$ нм соответствуют энергии перехода равные 648 мэВ (нижняя граница) и 667 мэВ (верхняя граница). Видно, что меньшая энергия перехода находится в хорошем согласии с положением пика, полученного в результате аппроксимации функциями Гаусса (646 мэВ) (рис. 4.3). При этом излучательной рекомбинации на верхней гетерогранице островка должна соответствовать большая, чем получена из расчетов, энергия перехода (693 мэВ из аппроксимации функциями Гаусса). Наблюдаемое несоответствие, по-видимому, объясняется тем, что реальная толщина sSi слоя над островками в полученной структуре отличается от номинального значения, заданного при эпитаксиальном росте. Действительно, ранее было показано [185], что в структурах с Ge(Si)/Si(001) островками при их зарастании кремнием при температурах выше 400°C наблюдается частичное растворение островков,

связанное с неоднородными упругими напряжениями в островках. Подобные процессы могут наблюдаться и при наращивании Ge(Si)/sSi островков слоем напряженного Si. В этом случае покровный sSi слой за счет больших упругих напряжений, присутствующих после формирования Ge(Si) островков, сильнее растворяется в островках (становится тоньше), чем sSi слой под островками. Данное предположение подтверждается снимками просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). На рисунке 4.5 приведен ПЭМ снимок структуры, полученной при температуре роста 700°C (структура k148b3 в таблице 2.2) с Ge(Si) островками, заключенными между sSi слоями с номинальной толщиной $d_1 = d_2 = 1$ нм. На снимке хорошо виден нижний тонкий sSi слой, в то время как сильно растворенный верхний sSi слой практически не заметен.

При расчете структуры с номинальными толщинами sSi слоев $d_1 = 3$ нм и $d_2 = 2$ нм с учетом утоньшения верхнего sSi слоя толщина верхнего sSi слоя d_2 была положена равной 1.4 нм. При таких параметрах расчет дал энергию перехода на верхней гетерогранице островка равной 691 мэВ, что дает хорошее совпадение с экспериментом.

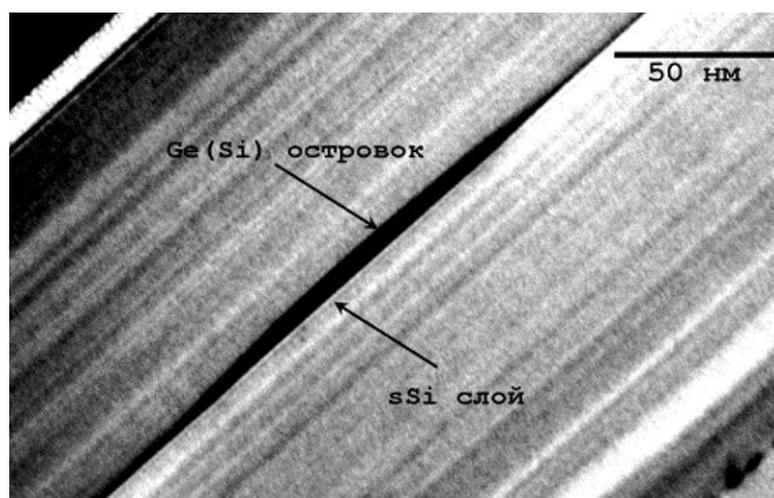


Рис. 4.5. ПЭМ изображение структуры с Ge(Si)/sSi островками с одинаковой номинальной толщиной слоев sSi ($d_1 = d_2 = 1$ нм).

Таким образом, как было показано выше, диффузионное размытие верхнего sSi слоя оказывает существенное влияние на спектральное положение сигнала ФЛ, связанного с излучательной рекомбинацией носителей заряда на верхней гетерогранице островка. Можно предположить, что для структур с номинально одинаковыми (по количеству осажденного материала) sSi слоями также существует расхождение в реальных толщинах sSi слоев над и под островками. Такое расхождение должно приводить к разнице в положении энергетических уровней электронов в потенциальных ямах на нижней и верхней гетерогранице островков (рис. 4.4), и, как следствие, к увеличению ширины суммарного

сигнала ФЛ, связанного с Ge(Si)/sSi островками. Из сказанного выше следует, что для получения структур с Ge(Si)/sSi островками, характеризующихся наиболее узкой линией ФЛ, необходимо обеспечить максимальную близость энергий пространственно не прямых излучательных переходов на нижней и верхней гетерограницах островка, т.е. одинаковую реальную толщину напряженных слоев Si над и под островками. Можно предположить, что увеличение номинальной толщины верхнего sSi слоя по сравнению с нижним sSi слоем позволит компенсировать различие в реальных толщинах этих слоев.

Для проверки данного предположения была исследована серия структур с Ge(Si)/sSi островками, характеризующимися различными толщинами слоев sSi под (d_1) и над (d_2) островками, а также различной величиной $\Delta_{sSi} = d_2 - d_1$. Характеристики исследованных структур представлены в таблице 4.1. Подробное описание методики формирования структур с Ge(Si)/sSi островками и их параметров приведено в Главе 2. На рисунке 4.6а приведена зависимость полной ширины линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков на полувысоте (FWHM) в исследованных структурах от разницы между номинальными толщинами слоев напряженного Si над и под островками (Δ_{sSi}). Видно, что при $\Delta_{sSi} > 0$ (номинальная толщина верхнего слоя d_2 больше номинальной толщины нижнего слоя d_1) наблюдаются наименьшие значения ширины линии ФЛ островков, что подтверждает предположение о компенсации разницы толщин слоев sSi за счет осаждения более толстого верхнего слоя. Наибольшей шириной линии ФЛ (105 мэВ) характеризуется структура В ($d_1 = 3$ нм; $d_2 = 2$ нм), спектр которой был приведен на рисунке 4.3. При этом структуре с наибольшей разницей номинальных толщин sSi слоев (структуре А с $d_1 = 3$ нм; $d_2 = 1$ нм) соответствует ширина линии ФЛ 60 мэВ, близкая к ширине линий ФЛ, наблюдаемых в структурах с меньшей разницей в номинальных толщинах слоев (например, структуры С ($\Delta_{sSi} = -0.5$ нм), F ($\Delta_{sSi} = 0$ нм), G ($\Delta_{sSi} = 0$ нм) и H ($\Delta_{sSi} = 0$ нм) в таблице 4.1). Согласно расчетам, в sSi слоях с толщиной 3 нм и 1 нм глубина потенциальных ям для электронов составляет соответственно 140 мэВ и 70 мэВ (рис. 4.2б). При этом из-за уменьшения толщины верхнего слоя sSi в результате диффузионного размытия квантовая яма для электронов на верхней гетерогранице островка в реальности характеризуется еще меньшей глубиной. Существенная разница (более чем в 2 раза) в глубине квантовых ям под и над островками в совокупности с малой глубиной квантовой ямы на верхней гетерогранице островка приводит к локализации основной части электронов в более глубокой яме ($d_1 = 3$ нм). В связи с этим в образце А рекомбинация носителей заряда на верхней гетерогранице островка практически не вносит вклад в сигнал ФЛ и не вызывает уширения линии ФЛ островков.

Таблица 4.1. Параметры структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированных на SiGe буфере, и ширина пика ФЛ островков.

Структура	Содержание Ge в буферном слое	Температура роста, °C	d_1 , нм	d_2 , нм	Δ_{sSi} , нм	FWHM, мэВ; при T = 77K
A.	0.25	660	3	1	-2	60
B.	0.24	660	3	2	-1	105
C.	0.25	660	1.5	1	-0.5	58
D.	0.25	700	1	1	0	56
E.	0.26	660	1.5	1.5	0	54
F.	0.2	650	1.5	1.5	0	59
G.	0.22	660	3	3	0	60
H.	0.26	700	3	3	0	59
I.	0.26	655	3	3	0	56
J.	0.22	650	1.7	2.3	0.6	49
K.	0.22	650	1.5	2.3	0.8	45
L.	0.24	650	1.5	2.7	1.2	55

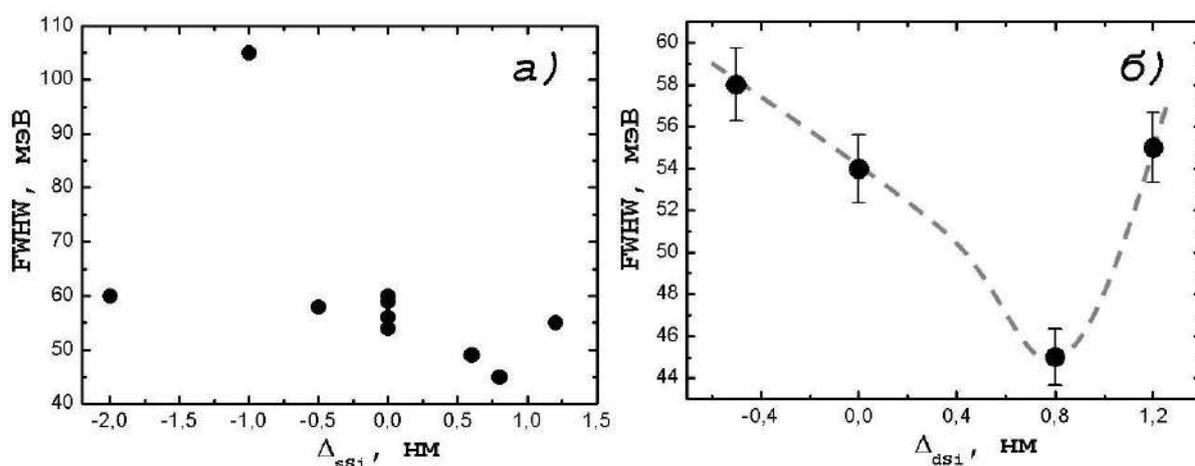


Рис. 4.6. Зависимость ширины линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков на ее полувысоте от разницы между номинальными толщинами sSi слоев над и под островками (Δ_{sSi}) для всех исследованных структур (а) и для структур с $d_1 = 1.5$ нм (б). Данные получены при температуре 77 К и мощности оптической накачки 1 мВт.

Для получения более ясной картины зависимости ширины линии ФЛ от разницы номинальных толщин слоев напряженного кремния над и под островками Δ_{sSi} была исследована серия структур, обладающих близкими параметрами (структуры С, Е, К, L в таблице 4.1). Толщина нижнего слоя напряженного кремния в данных структурах составляла

$d_1=1.5$ нм, а толщина верхнего слоя d_2 варьировалась в диапазоне 1.0 – 2.7 нм. Зависимость ширины линии ФЛ от Δ_{sSi} для данной серии структур приведена на рисунке 4.6б. Как видно из рисунка, при изменении Δ_{sSi} от -0.5 до 1.2 нм, соответствующем увеличению толщины верхнего sSi слоя d_2 с 1.0 нм до 2.7 нм, ширина линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков варьируется от 58 мэВ до 45 мэВ (рис. 4.6б), при этом наименьшая ширина линии ФЛ наблюдается при $\Delta_{\text{sSi}} = 0.8$ нм [A4, A5, A22-A24, A26]. Можно предположить, что эта величина соответствует уменьшению толщины верхнего sSi слоя в результате его диффузионного перемешивания с островками. Как отмечалось выше, при номинальном равенстве толщин sSi слоев над и под островками ($\Delta_{\text{sSi}} = 0$ нм) пик ФЛ уширен относительно минимальных значений, а при $\Delta_{\text{sSi}} < 0$ нм происходит дальнейшее уширение суммарного пика ФЛ Ge(Si)/sSi островков. Уширение пика ФЛ наблюдается также при значениях $\Delta_{\text{sSi}} > 0.8$ нм, когда реальная толщина верхнего sSi слоя становится больше, чем толщина нижнего слоя.

Для проверки гипотезы о связи уширения линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков с вкладом рекомбинации носителей заряда на разных гетерограницах островка, было проведено исследование температурной зависимости спектров ФЛ структур с различными толщинами sSi слоев. На рисунке 4.7а показаны спектры ФЛ структуры В ($d_1 = 3$ нм; $d_2 = 2$ нм), полученные при различных температурах. Видно, что повышение температуры сопровождается падением интенсивности высокоэнергетического плеча в спектре ФЛ островков, что, по-видимому, соответствует уменьшению вклада в общий сигнал ФЛ излучательной рекомбинации носителей заряда на верхней гетерогранице островка. Причиной этого эффекта может являться более слабая локализация электронов в более узком (для данной структуры) верхнем sSi слое, представляющем собой более мелкую квантовую яму для электронов по сравнению с нижним sSi слоем. В результате термический выброс электронов из верхнего sSi слоя наблюдается при более низких температурах, чем из более толстого нижнего sSi слоя под островками [A25]. При этом носители заряда, покинувшие более мелкую яму в результате термического выброса, могут быть захвачены в более глубокую яму, тем самым лишившись возможности повторного захвата в мелкую яму с последующей рекомбинацией. Поэтому при температуре выше 120 К вклад рекомбинации на верхней гетерогранице островка в общий сигнал ФЛ исследуемой структуры В становится несущественным, и при дальнейшем повышении температуры ширина линии ФЛ островков меняется мало (рис. 4.7б). Следует отметить, что увеличение ширины линии ФЛ островков, связанное с температурным уширением пика ФЛ, соответствующего рекомбинации носителей заряда на нижней гетерогранице островка, является незначительным. Например, разнице температур 120 К и 160 К должно соответствовать температурное уширение менее 4

мэВ, что лежит в пределах погрешности определения ширины линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков.

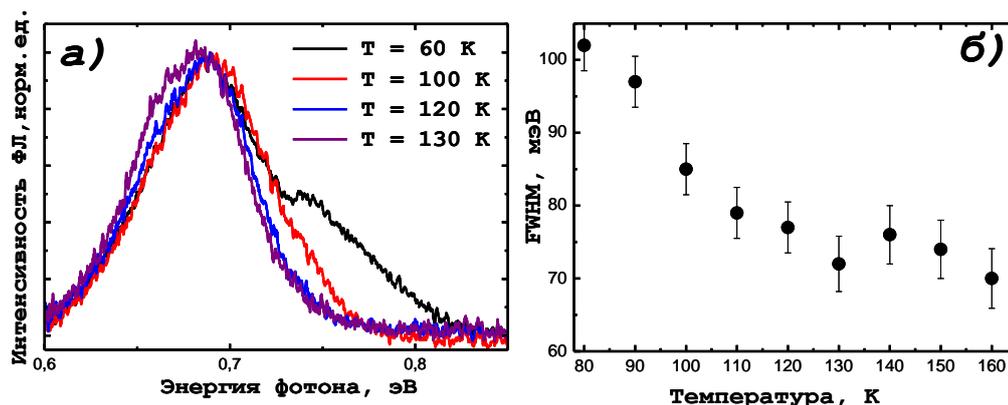


Рис. 4.7. а) Спектры ФЛ структуры В ($d_1 = 3$ нм; $d_2 = 2$ нм), нормированные на максимальную интенсивность ФЛ, при различных температурах. б) Температурная зависимость ширины линии ФЛ структуры В ($d_1 = 3$ нм, $d_2 = 2$ нм). Мощность оптического возбуждения 1 мВт.

Можно предположить, что для структуры с скомпенсированными толщинами слоев sSi под и над островками (структура К, $d_1 = 1.5$ нм, $d_2 = 2.7$ нм) не должно наблюдаться изменение ширины линии ФЛ, связанное с уменьшением вклада в сигнал ФЛ рекомбинации на одной из гетерограниц островка. На рисунке 4.8 приведена зависимость ширины линии ФЛ структуры К от температуры. Видно, что увеличение температуры сопровождается уширением линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков. При увеличении температуры с 95 К до 160 К ширина линии ФЛ увеличивается с 44 мэВ до 52 мэВ, что близко к величине теплового уширения, которое для этого диапазона температур должно составлять 6 эВ (рис. 4.8). Таким образом, для структуры К не наблюдается изменение ширины линии ФЛ, связанное с уменьшением вклада в сигнал ФЛ рекомбинации на одной из гетерограниц островка, а только изменение, связанное с температурным уширением.

Также на рисунке 4.8 приведены температурные зависимости ширины линии ФЛ структур с $\Delta_{\text{sSi}} = 0$ (структуры D, $d_1 = d_2 = 1$ нм и H, $d_1 = d_2 = 3$ нм). По полученным зависимостям видно, что во всем диапазоне температур, при которых регистрируется сигнал ФЛ Ge(Si)/sSi островков, наблюдается лишь незначительное (несколько мэВ) изменение ширины линии ФЛ островков в структурах с $\Delta_{\text{sSi}} = 0$ (структуры D и H на рис. 4.8). При этом нет монотонного роста ширины линии ФЛ с температурой из-за температурного уширения, как это было в структуре с скомпенсированными толщинами sSi слоев (структура К на рис. 4.8). Можно предположить, что в данном случае температурное уширение линии ФЛ компенсируется обуждением линии ФЛ, связанным с уменьшением вклада, вносимого в

сигнал ФЛ рекомбинацией электронов, находящихся в более мелкой (из-за диффузионного размытия кремния) квантовой яме на верхней гетерогранице островка.

Таким образом, полученные зависимости ширины линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков от температуры подтверждают, что большая ширина линий ФЛ в структурах с различающимися реальными толщинами слоев sSi над и под островками в сравнении с шириной линии от структуры с скомпенсированными толщинами sSi слоев, действительно вызвана наличием в спектре ФЛ сигналов, связанных с рекомбинацией носителей заряда на обеих гетерограницах островка.

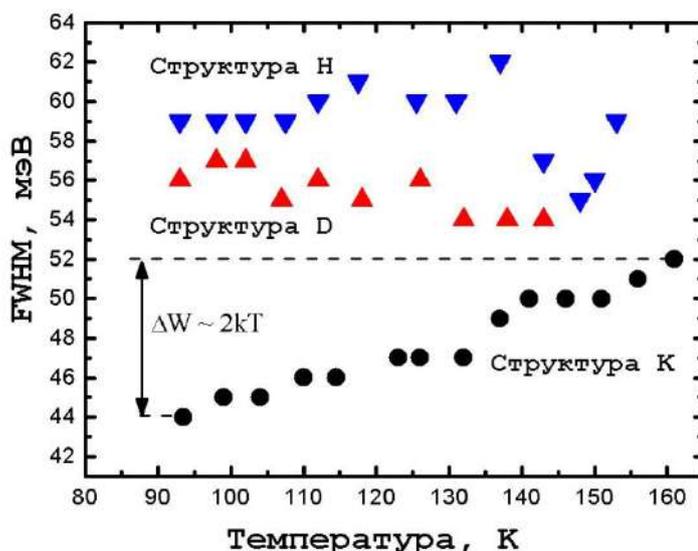


Рис. 4.8. Температурные зависимости ширины линии ФЛ структур D ($d_1 = d_2 = 1$ нм) (▲), H ($d_1 = d_2 = 3$ нм) (▼) и K ($d_1 = 1.5$ нм, $d_2 = 2.7$ нм) (●) при мощности оптической накачки 1 мВт.

Таким образом, подбор соотношения толщин слоев напряженного кремния над и под островками для компенсации более сильного диффузионного размытия верхнего слоя sSi позволяет уменьшить ширину линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков. Дальнейшее уменьшение ширины пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков может быть достигнуто за счет понижения температуры измерения. Например, в результате уменьшения температуры с 77 К до 20 К ширина пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков в структуре K ($d_1 = 1.5$ нм; $d_2 = 2.3$ нм) уменьшается с FWHM = 45 мэВ до 28 мэВ (рис. 4.9а). На рисунке 4.9б приведены зависимости ширины линий ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками от Δ_{sSi} , полученные при температурах 77 К и 20 К. Наблюдается заметное уменьшение ширины линии ФЛ с понижением температуры для всех исследованных структур. Данное уменьшение ширины пика ФЛ связано с уменьшением заселенности носителями заряда верхних энергетических состояний в Ge(Si) островках и sSi слоях, что ведет к уменьшению однородного уширения линии ФЛ островков.

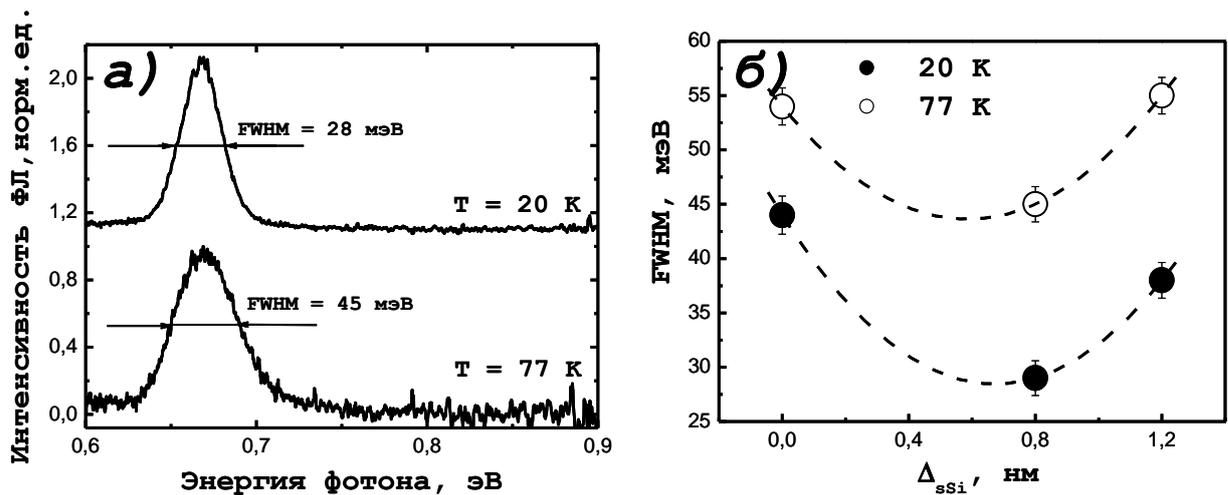


Рис. 4.9. а) Спектры ФЛ структуры К ($d_1 = 1.5$ нм и $d_2 = 2.3$ нм) при 77 К и 20 К. На спектрах указана ширина пика ФЛ на его полувисоте. Спектры разнесены по вертикальной оси для наглядности. б) Зависимость ширины линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков на ее полувисоте от Δ_{Si} при температуре 77 К и 20 К. Мощность оптической накачки 0.45 мВт.

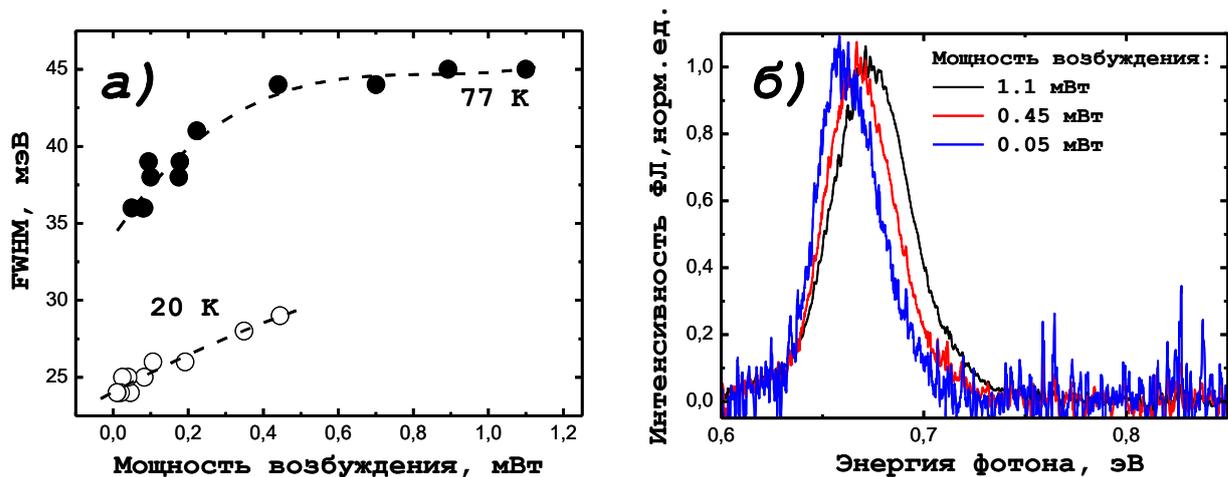


Рис. 4.10. Зависимости ширины пика ФЛ Ge(Si)/s-Si островков в структуре К ($d_1 = 1.5$ нм и $d_2 = 2.3$ нм) от мощности оптической накачки, полученные при 77 К и 20 К. б) Спектры ФЛ структуры К ($d_1 = 1.5$ нм и $d_2 = 2.3$ нм), полученные при различной мощности оптической накачки при температуре 77 К.

Уменьшение ширины пика ФЛ Ge(S)/sSi островков может быть достигнуто и при 77 К за счет уменьшения мощности оптического возбуждения. На рисунке 4.10а приведена зависимость ширины пика ФЛ на его полувисоте от мощности возбуждающего излучения для структуры К ($d_1 = 1.5$ нм; $d_2 = 2.3$ нм). Уменьшение мощности возбуждения на длине волны $\lambda = 325$ нм на порядок (с 1.1 мВт до 0.05 мВт) позволяет уменьшить ширину линии ФЛ данной структуры при 77 К с 45 мэВ до 35 мэВ. При этом при уменьшении мощности

оптического возбуждения максимум пика ФЛ смещается в область меньших энергий (рис. 4.10б). Как и в случае структур с Ge(Si)/Si(001) островками, увеличение ширины пика ФЛ Ge(Si)/sSi островков и смещение его в более высокоэнергетическую область при увеличении мощности возбуждения объясняется комплексом причин (Глава 1): возрастанием электростатического взаимодействия пространственно разделенных дырок в островках и электронов в Si слое на границе с островком [123], заполнением носителями заряда неоднородных по размеру и составу островков [104, 106], а также заполнением высокоэнергетических состояний тяжелых дырок в островках [138]. Уменьшение ширины линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков с уменьшением мощности оптической накачки наблюдается и при низких температурах измерения (рис. 4.10а). При температуре 20 К при малых мощностях накачки ширина линии ФЛ Ge(Si)/sSi островков для структуры К ($d_1 = 1.5$ нм; $d_2 = 2.3$ нм) составляет 24 мэВ (рис. 4.10а) [A4, A5, A22-A24, A26]. Данная ширина линии ФЛ сравнима с шириной бесфононного пика в спектре ФЛ упорядоченных Ge(Si)/Si(001) островков, сформированных на структурированных подложках [104, 106]. В данном типе структур уменьшение ширины линии ФЛ достигается за счет увеличения однородности островков по размерам, составу, упругим напряжениям и уменьшению неоднородного уширения линии ФЛ. Однако в островках, сформированных на структурированных подложках, наряду с бесфононным пиком ФЛ шириной ~ 20 -30 мэВ наблюдается фононное повторение, обладающее такой же шириной линии [104, 106], тогда как формирование Ge(Si) островков между напряженными Si слоями позволяет получить одиночный узкий пик ФЛ. Таким образом, достигнутые в настоящей работе значения ширины суммарного сигнала ФЛ Ge(Si)/sSi островков 25-30 мэВ являются наименьшими из наблюдавшихся ранее для структур с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками. Кроме того, полученная ширина линии близка к ширине линии ФЛ в прямозонных структурах с квантовыми точками InAs/GaAs [188, 189, 190, 191]. Как известно, в прямозонных структурах в Γ -точке 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 25-30 мэВ для Ge(Si)/sSi островков свидетельствует об отсутствии вклада, вносимого в сигнал ФЛ данных структур рекомбинацией носителей заряда с участием фононов.

4.2.2. Температурная зависимость ФЛ Ge(Si)/sSi островков, сформированных на релаксированных SiGe буферах.

Как отмечалось выше, встраивание Ge(Si) островков в напряженные слои Si при их росте на релаксированных SiGe/Si(001) буферах обеспечивает лучшую пространственную

локализацию электронов вблизи островков по сравнению с островками, сформированными на подложках Si(001). Несмотря на это, не удастся зарегистрировать сигнал ФЛ от Ge(Si)/sSi островков при комнатной температуре. Для определения причин сильного температурного гашения ФЛ Ge(Si)/sSi островков в данном разделе будут изучены температурные зависимости ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками с различными параметрами.

На рисунке 4.11а приведены температурные зависимости интенсивности ФЛ структур, сформированных при одинаковых условиях ($T_{gr} = 700 \text{ }^{\circ}\text{C}$) и имеющих номинальную толщину слоев sSi $d_1 = d_2 = 1 \text{ нм}$ и $d_1 = d_2 = 3 \text{ нм}$, соответственно. Видно, что структура с меньшими толщинами слоев sSi характеризуется более сильным температурным гашением. Это связывается с меньшей глубиной потенциальной ямы для электронов в более тонких sSi слоях. Влияние процессов термического выброса носителей заряда из квантовых ям на температурное гашение ФЛ Ge(Si)/sSi островков наглядно демонстрируется зависимостью положения максимума сигнала ФЛ от температуры (рис. 4.11б). Пунктирными линиями на рисунке 4.11б изображены рассчитанные температурные зависимости энергии пространственно непрямого излучательного перехода в исследуемых структурах, определенные только с учетом изменения ширины запрещенных зон слоев с температурой. Для расчета теоретических зависимостей энергии перехода использовалась программа, упоминавшаяся в разделе 4.2.1. Видно, что смещение максимума ФЛ в область меньших энергий при увеличении температуры значительно превышает смещение, связанное с уменьшением ширины запрещенной зоны. Это может быть объяснено термическим выбросом носителей заряда из островков: уменьшение концентрации носителей заряда вблизи островков приводит к уменьшению изгиба зон из-за кулоновского взаимодействия и смещению линии ФЛ в область меньших энергий. Заметим, что в структуре Н заметное отклонение температурной зависимости положения максимума сигнала ФЛ Ge(Si)/sSi островков от рассчитанной зависимости начинается при более высокой температуре $\sim 140 \text{ К}$ (рис. 4.11б), выше которой в данной структуре наблюдается заметное температурное гашение ФЛ (рис. 4.11а).

Для количественного анализа температурного гашения ФЛ в литературе [44, 133, 134, 192, 193] принято пользоваться следующей формулой:

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + \sum C_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}, \quad (4.2)$$

где E_i – энергии деактивации, C_i – константы, описывающие эффективность процессов с соответствующими энергиями, I_0 – интенсивность сигнала ФЛ при наименьшей температуре измерений.

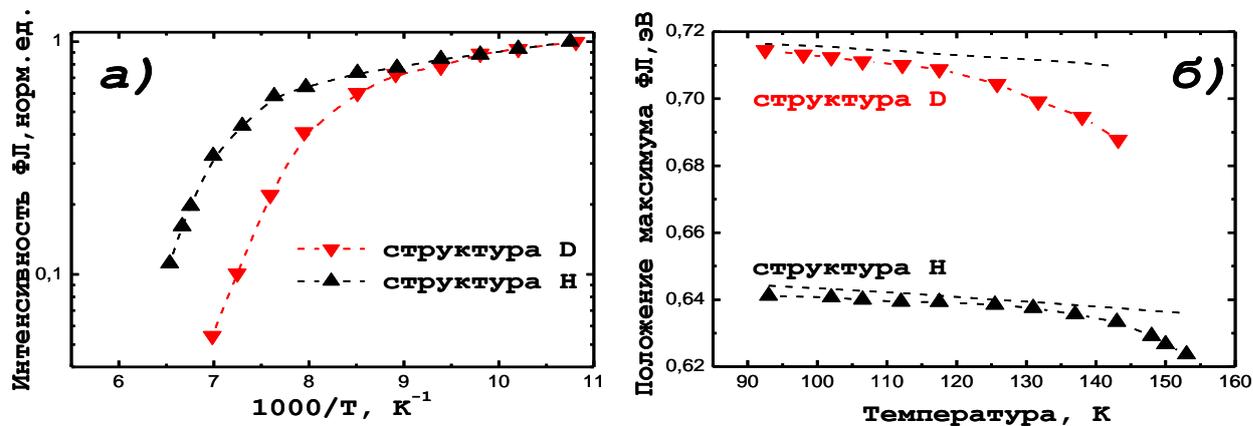


Рис. 4.11. Температурные зависимости интенсивности ФЛ (а) и положения линии ФЛ (б) Ge(Si)/sSi островков в структурах D ($d_1 = d_2 = 1$ нм) (\blacktriangledown) и H ($d_1 = d_2 = 3$ нм) (\blacktriangle) при мощности оптической накачки 1 мВт. На рисунке б) штриховой линией показана рассчитанная температурная зависимость энергии пространственно не прямой излучательной рекомбинации носителей заряда в исследованных структурах.

Аппроксимация температурных зависимостей Ge(Si)/sSi островков по формуле (4.2) показывает, что при температурах выше 110 – 120 К исследованные структуры характеризуются энергиями деактивации в диапазоне 200 – 250 мэВ. Исходя из описанных выше наблюдений, можно предположить, что энергия деактивации, соответствующая температурному гашению при температурах выше 110 – 120 К, отвечает энергии термического выброса носителей заряда из островков. Причем одновременно происходит выброс и электронов, и дырок, что существенно осложняет интерпретацию. Отметим, что Ge(Si)/sSi островки характеризуются меньшей, по сравнению с Ge(Si)/Si(001) островками, глубиной потенциальной ямы для дырок. Это связано с уменьшением энергетического разрыва в валентной зоне при переходе от роста островков на Si(001) подложках к росту на SiGe буферах [194]. Также к уменьшению глубин потенциальных ям для носителей заряда в Ge(Si)/sSi островках и sSi слоях ведет их более сильное, по сравнению с Ge(Si)/Si(001) островками, диффузионное расплывание при зарастивании. Это подтверждается исследованиями структур, выращенных на различных подложках, методами просвечивающей электронной микроскопии (рис. 4.12). В результате диффузионного расплывания при зарастивании Ge(Si)/sSi островков происходит уменьшение высоты островков и толщины sSi слоя над островками. Это ведет к выталкиванию уровней

размерного квантования носителей заряда (дырок в островках и электронов в sSi слоях) к границам соответствующих зон SiGe матрицы, и, как следствие, уменьшению глубины потенциальных ям для носителей заряда.

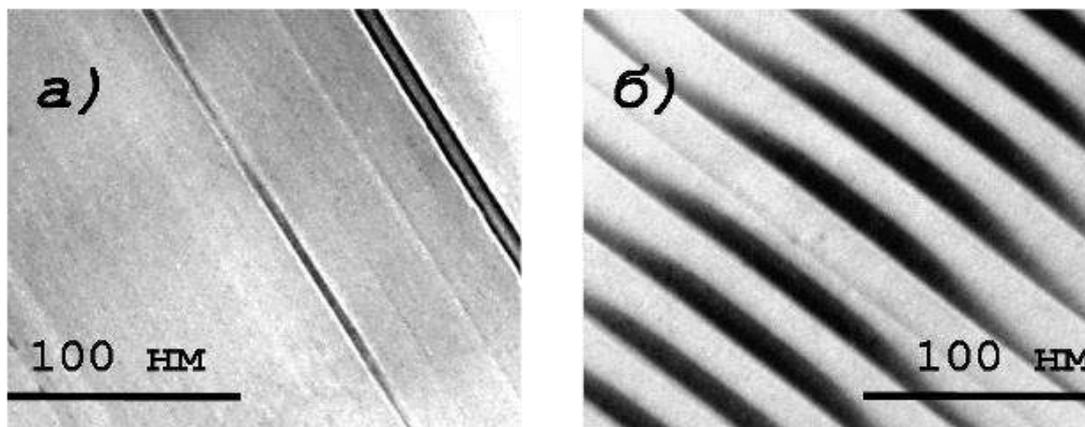


Рис. 4.12. ПЭМ изображение структуры с Ge(Si)/sSi островками с толщиной слоев sSi $d_1 = 1.5$ нм, $d_2 = 2.3$ нм (структура К) (а) и многослойной структуры с Ge(Si)/Si(001) островками, сформированной при температуре 650 °С (б).

Важно отметить, что формула (4.2) подходит для описания концентрации свободных носителей заряда в образце, но для описания зависимости интенсивности ФЛ от температуры ее следует применять крайне аккуратно [193]. Дело в том, что при расчете энергий деактивации по формуле (4.2) не учитывается концентрация ловушек для носителей заряда в образце, в то время как наличие ловушек оказывает существенное влияние на процессы температурного гашения ФЛ в структурах с Ge(Si)/sSi островками. Это видно из сравнения температурных зависимостей, полученных при возбуждении ФЛ излучением с различной длиной волны и разной мощностью. На рисунке 4.13 приведены температурные зависимости интенсивности ФЛ структуры К, полученные при различных мощностях возбуждения Nd:YAG лазером (532 нм) и возбуждении HeCd лазером (325 нм) мощностью 1 мВт. Из рисунка видно, что зависимости, снятые при возбуждении излучением Nd:YAG лазером, на участке, соответствующем высоким температурам, идут параллельно, в то время как при накачке ультрафиолетовым лазером, наблюдается более сильное температурное гашение ФЛ. Очевидно, что процессы, происходящие с носителями заряда в островках, не должны зависеть от длины волны возбуждения, следовательно, ход температурных зависимостей интенсивности ФЛ преимущественно определяется процессами, происходящими с носителями заряда в окружающей матрице. Действительно, излучение HeCd лазера поглощается в кремнии вблизи поверхности на глубине ~ 10 нм. Однако, как известно, вблизи поверхности существует большое число дополнительных, по сравнению с объемным полупроводником, каналов безызлучательной рекомбинации: оборванные связи, примеси,

наличие которых обусловлено диффузией с поверхности, слой естественного окисла и другие. Таким образом, часть носителей заряда, фотоиндуцированных HeCd лазером, «гибнет» в приповерхностном слое и не достигает слоя Ge(Si) островков. С ростом температуры вероятность безызлучательной рекомбинации фотоиндуцированных носителей заряда вблизи поверхности увеличивается, что способствует более быстрому гашению ФЛ островков. В то же время, при возбуждении Nd:YAG лазером основная часть носителей заряда рождается в объеме структуры, где концентрация ловушек существенно меньше, чем в поверхностном слое. Кроме того, носители заряда индуцируются как в покровном, так и в буферном слое. Все это способствует увеличению числа носителей заряда, достигающих Ge(Si) островков.

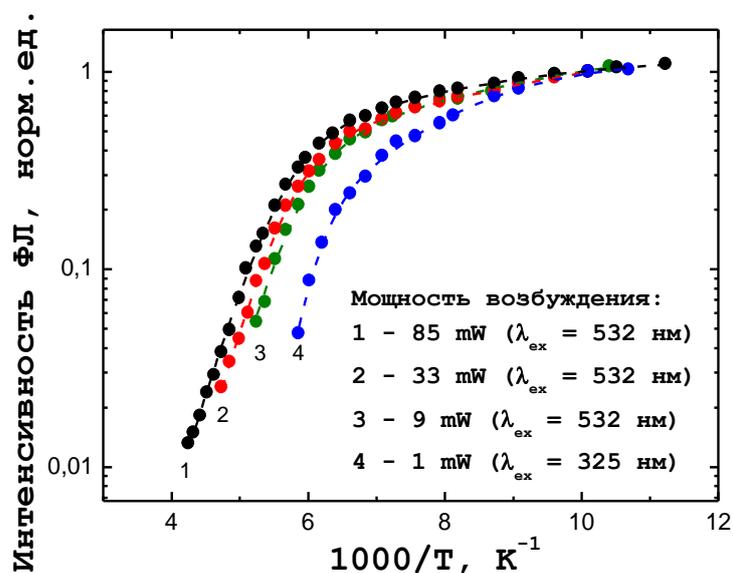


Рис. 4.13. Температурные зависимости интенсивности сигнала ФЛ структуры с Ge(Si)/sSi островками с толщиной слоев sSi $d_1 = 1.5 \text{ нм}$, $d_2 = 2.3 \text{ нм}$ (структура К) при различных мощностях возбуждения, нормированные на значение интенсивности при $T = 94 \text{ К}$.

Приведенные выше рассуждения указывают на то, что температурная стабильность ФЛ Ge(Si)/sSi островков во многом определяется качеством матрицы, окружающей островки. При этом, как отмечалось в Главе 2, исследуемые структуры с Ge(Se)/sSi островками были сформированы на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, имеющих плотность прорастающих дислокаций на уровне $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-2}$. Этот уровень является низким значением для релаксированных SiGe/Si(001) буферов, но на несколько порядков превышает плотность дислокаций в стандартных Si(001) подложках. Кроме того, релаксированные SiGe буфера содержат дефектные области, связанные с дислокациями несоответствия. За счет высокого кристаллического качества структур с Ge(Si)/Si(001) островками время жизни носителей

заряда, инжектированных в активную область структуры, может составлять единицы микросекунд [А3]. Благодаря большому времени жизни, носители заряда, покинувшие окрестность Ge(Si) островков в результате термической активации, за время жизни могут быть повторно захвачены островками и в дальнейшем рекомбинировать в них излучательно. Полагается, что более высокая дефектность структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на релаксированном SiGe буфере, приводит к росту вероятности безызлучательной рекомбинации носителей заряда, покинувших островок в результате термической активации, и, как следствие, к более сильному температурному гашению люминесценции Ge(Si)/sSi островков.

Исключение влияния дефектов релаксированного SiGe буфера на излучательные свойства структур с Ge(Si)/sSi островками может быть достигнуто за счет формирования светоизлучающих структур на новом классе искусственных подложек – SOI подложек со слоем напряженного (растянутого) кремния (sSOI). Результаты по формированию структур с Ge(Si)/sSi островками на sSOI подложках и исследованию их оптических свойств представлены в следующем разделе.

4.3 Структуры с Ge(Si)/sSi островками, выращенные на подложках sSOI.

Кремниевая КМОП технология, являющаяся основной технологией цифровых интегральных схем, на современном этапе развития сталкивается с существенными трудностями, вызванными возрастанием роли различных физических эффектов, препятствующих простому дальнейшему масштабированию (уменьшению) размеров элементов интегральных схем. Для решения возникающих проблем предлагаются различные подходы, позволяющие сохранить существующие темпы роста быстродействия интегральных схем. Одним из таких подходов является увеличение подвижности носителей заряда и уменьшение токов утечки в КМОП транзисторах за счет замены традиционных Si(001) подложек на структуры с напряженным (растянутым) слоем Si, сформированным на изолирующем слое [153, 154]. Такие подложки получили название «напряженный кремний на изоляторе» или “strained Silicon On Insulator” (sSOI). На рисунке 4.14 приведена схема процесса получения данного типа подложек, взятая из работы [195]. Структуры «напряженный кремний на изоляторе», получают в основном методом «срачивания» (bonding) двух пластин, одна из которых представляет собой релаксированный SiGe/Si(001) буфер со слоем напряженного, растянутого, кремния на поверхности (пластина А), а вторая – пластину Si(001) со слоем окисла (пластина В) [153, 154, 196]. После срачивания двух пластин слой SiGe полностью удаляется с использованием технологии «smart cut», которая заключается в имплантации ионов водорода H^+ с последующим отжигом, позволяющим «отщепить» SiGe буфер по линии имплантации [195].

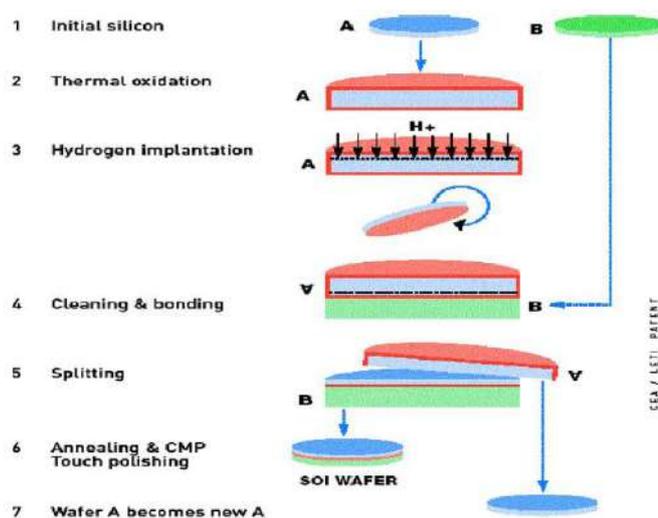


Рис. 4.14. Схематичное изображение процесса получения структур «напряженный кремний на изоляторе». Пластина А - релаксированный SiGe/Si(001) буфер со слоем напряженного, растянутого кремния на поверхности, пластина В - пластина Si(001) со слоем окисла. Рисунок взят из работы [195].

Изначально в подложках sSOI слой напряженного (растянутого) Si ($d_{Si} = 15-50$ нм) находился на относительно толстом слое SiO₂ ($d_{SiO_2} = 100-300$ нм). При таких значениях толщин слоев термостабильность напряженного слоя Si оказалась весьма высокой – упругие напряжения в sSi слое сохранялись даже после отжига при температуре в 1000°C в течение 10-15 минут, а для более низких температур (800-900°C) параметры sSi слоя не менялись и после длительного (вплоть до часа) отжига [153, 196]. Такой температурной стабильности достаточно для формирования на sSOI структурах элементов КМОП электроники с использованием методов современной кремниевой технологии [196]. Это также позволяет использовать sSOI структуры в качестве подложек для эпитаксиального роста различных SiGe гетероструктур с целью создания на них оптоэлектронных устройств.

Однако в настоящее время более перспективными представляются сверхтонкие sSOI подложки (ultra thin body and box sSOI (UTBB sSOI)), в которых как слой напряженного sSi, так и слой SiO₂ являются тонкими [197, 198]. В частности, по современному технологическому стандарту изготовления сверхтонких sSOI пластин толщины слоев напряженного кремния и окисла составляют 12 и 25 нм соответственно [197]. Уменьшение толщины sSi слоя необходимо для создания полевых транзисторов, работающих в режиме полного обеднения (full depletion, FD) [198, 199, 199]. Использование тонкого захороненного 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 [198, 199].

Уменьшение толщин sSi и SiO₂ слоев в UTBB sSOI структурах может привести к существенному изменению их физических свойств, в частности, термостабильности, по сравнению с sSOI структурами. Однако к моменту начала работ над диссертацией UTBB sSOI подложки были исследованы гораздо меньше по сравнению со стандартными sSOI структурами. В данном разделе представлены результаты исследований возможности использования UTBB sSOI структур для формирования на них методом молекулярно-пучковой эпитаксии светоизлучающих SiGe гетероструктур с Ge(Si)/sSi островками.

Как было показано в предыдущем разделе, формирование Ge(Si) островков на напряженных слоях Si, выращенных на релаксированном SiGe буфере, позволяет при температурах ниже 100 - 120 К существенно увеличить интенсивность сигнала ФЛ и уменьшить ширину линии ФЛ островков по сравнению с Ge(Si) островками, сформированными на подложке Si(001). Однако, в отличие от структур, сформированных на кремниевых подложках, структуры с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на SiGe буфере,

не демонстрируют сигнала ФЛ при комнатной температуре. Сильное температурное гашение люминесценции структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на релаксированных SiGe буферных слоях, может быть связано с безызлучательной рекомбинацией носителей заряда на дислокациях несоответствия, содержащихся в релаксированном SiGe буфере. Так как при формировании sSOI структур, в том числе и UTBB sSOI, полностью удаляются SiGe релаксированные слои [153, 154], то в sSOI структурах отсутствуют дефектные области, содержащие дислокации несоответствия. Тем не менее, в данном типе подложек остаются прорастающие дислокации, плотность которых находится на уровне $< 10^5 \text{ см}^{-2}$, что на несколько порядков превышает плотность дислокаций в стандартных Si(001) подложках. В то же время, наличие деформации растяжения в верхнем sSi слое позволяет осаждать на sSOI структуры ненапряженные SiGe слои соответствующего состава и формировать на них Ge(Si)/sSi островки. Таким образом, формирование светоизлучающих SiGe гетероструктур на подложках типа «напряженный кремний на изоляторе» позволит получить преимущества, связанные с формированием островков, заключенных между напряженными слоями Si, при этом избавившись от дефектных областей релаксированных SiGe буферов. За счет сравнения спектров ФЛ структур, полученных на UTBB sSOI подложках и релаксированных SiGe буферах, может быть оценено влияние дефектных областей SiGe буферов на излучательные свойства Ge(Si)/sSi островков.

4.3.1. Особенности химической подготовки UTBB sSOI подложек и роста на них эпитаксиальных SiGe структур.

UTBB sSOI структуры, использованные в диссертации, были предоставлены компанией SOITEC (Франция) и состояли из Si(001) пластины с тонким слоем SiO₂ окисла, на котором методом сращивания был сформирован sSi слой. Параметры исходных UTBB sSOI структур были определены с помощью рентгеновской рефлектометрии и дифрактометрии, которые показали, что толщина sSi слоя составляет $d_{sSi} = 12 \pm 1$ нм, а толщина скрытого SiO₂ слоя $d_{SiO_2} = 25.5 \pm 0.5$ нм. Напряжение растяжения в sSi слое соответствовало заявленному производителем $\varepsilon = 0,8\%$, что по параметру кристаллической решетки в плоскости роста соответствует ненапряженному Si_{0,8}Ge_{0,2} сплаву. Рост SiGe структур на UTBB sSOI подложках был выполнен на сверхвысоковакуумной установке МПЭ Riber SIVA-21 (раздел 2.1).

Известно, что одной из стадий предростовой подготовки кремниевых подложек является их химическая подготовка, заключающаяся в последовательных этапах окисления поверхности и удалении окисла. Поскольку в подложках UTBB sSOI толщина sSi слоя составляет всего 12 нм, было предварительно исследовано, какой толщины слой кремния

удаляется на каждом из этапов химической подготовки. В настоящей работе для химической подготовки использовалась модифицированная RCA процедура [159], которая включала в себя три последовательных этапа окисления за счет обработки в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$, кипячения в растворах $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ и $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$. После каждого этапа окисления проводилось удаление окисла за счет окунания структур в слабый раствор плавиковой кислоты. Согласно данным рентгеновской рефлектометрии толщина удаляемого слоя sSi после каждого этапа химической подготовки оказалась следующей: для обработки в $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 + \text{HF} : \text{H}_2\text{O}$ - 0.5 нм, $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} + \text{HF} : \text{H}_2\text{O}$ - 2.5 нм и $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} + \text{HF} : \text{H}_2\text{O}$ - 0.5 нм. Таким образом, обработка в растворе $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ приводит к удалению sSi слоя наибольшей толщины. Поэтому обработка в этом растворе была исключена из химической подготовки UTBB sSOI структур.

Финишным этапом предростовой химической подготовки UTBB sSOI подложек являлась водородная пассивация поверхности за счет обработки в слабом растворе плавиковой кислоты. В результате на поверхности должен образоваться химически связанный с Si монослой водорода, который в вакууме десорбирует с поверхности Si при температурах выше 510°C [200]. Стандартная финишная очистка Si(001) подложек за счет отжига в вакуумной камере проводится при более высоких температурах (в диапазоне температур $800\div 900^\circ\text{C}$ в течение 15-30 минут), чтобы удалить с поверхности остатки окисла кремния [201]. Однако проведенные исследования показали, что применение такого отжига к UTBB sSOI подложкам невозможно, так как, согласно данным рентгеноструктурного анализа, после 15-минутного отжига при 800°C происходит релаксация упругих напряжений в sSi слое. Данный результат показывает, что UTBB sSOI структуры гораздо более чувствительны к термическому воздействию, чем стандартные sSOI структуры [153, 195]. По-видимому, это связано с тем, что в UTBB sSOI структурах толщина SiO_2 слоя сравнима с толщиной sSi слоя. Кроме релаксации упругих напряжений высокотемпературный отжиг приводил к развитию шероховатости поверхности UTBB sSOI структур. В результате при осаждении $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ слоя на UTBB sSOI структуру, подвергнутую 15-минутному отжигу при 800°C , происходило образование большого числа дефектов и аморфизация растущей пленки.

Был выполнен поиск условий термической очистки UTBB sSOI подложек, в результате которой не происходило бы изменение их параметров. С этой целью была рассмотрена возможность использования быстрого термического отжига (rapid thermal anneal, RTA, флеш-отжиг) [A6, A26-A28]: быстрый нагрев до определенной температуры с кратковременной (несколько секунд) выдержкой при этой температуре. Согласно ДБЭ, картина перестройки (2x1), свидетельствующая о появлении атомарно-чистой поверхности

кремния, возникает при нагреве UTBB sSOI подложек выше 600°C. Поэтому вначале была исследована возможность использования для очистки UTBB sSOI подложек быстрого термического отжига при температуре 650°C, которая незначительно превышает температуру начала десорбции водорода с поверхности Si(001). Также необходимо отметить, что эта температура ниже той, при которой начинается десорбция кислорода с поверхности кремния [201]. На UTBB sSOI подложках, подготовленных с использованием такого отжига, методом МПЭ при температуре 600°C был выращен Si_{1-x}Ge_x слой с долей Ge $x = 0.23$. При сохранении sSi слоем в UTBB sSOI подложке своих исходных параметров SiGe слой такого состава должен быть очень слабо напряженным. Рентгеновские данные показали сохранение упругих напряжений в sSi слое и практически полное отсутствие упругих напряжений в выращенном SiGe слое. Однако, согласно рентгеновским данным, выращенный SiGe слой содержит большое количество дефектов кристаллической решетки. Наличие дефектов в структуре, выращенной на UTBB sSOI подложках, отожженных при 650°C, подтверждено результатами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (рис. 4.15а) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследований (рис. 4.15б). Согласно ДБЭ, формирование дефектов происходит на начальных этапах осаждения SiGe слоя, так как именно в этот момент наблюдалось кратковременное исчезновение появившейся в результате термического отжига ДБЭ картины перестройки (2x1). Профилирование распределения различных элементов в структуре, выполненное методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), показало, что на границе эпитаксиального SiGe слоя с sSi слоем присутствует пик в распределении кислорода (рис. 4.16а). Это явно указывает на то, что кратковременного отжига при 650°C недостаточно для полной очистки поверхности sSi слоя от остатков окисла. Наличие локальных окисленных областей на поверхности sSi и приводит к формированию дефектов в эпитаксиальном SiGe слое. В то же время, на гетерогранице SiGe-sSi отсутствует ярко выраженный пик в распределении углерода (рис. 4.16а). Следовательно, используемая предростовая химическая подготовка и кратковременный отжиг при 650°C позволяют удалить с поверхности UTBB sSOI подложек углеродосодержащие загрязнения. Различие в уровне углерода в sSi и SiGe слоях может быть связано как с более низким содержанием углерода в эпитаксиальном SiGe слое, так и с меньшей вероятностью образования ионов углерода при ионном травлении структуры в процессе ВИМС анализа SiGe слоев по сравнению со слоями чистого Si.

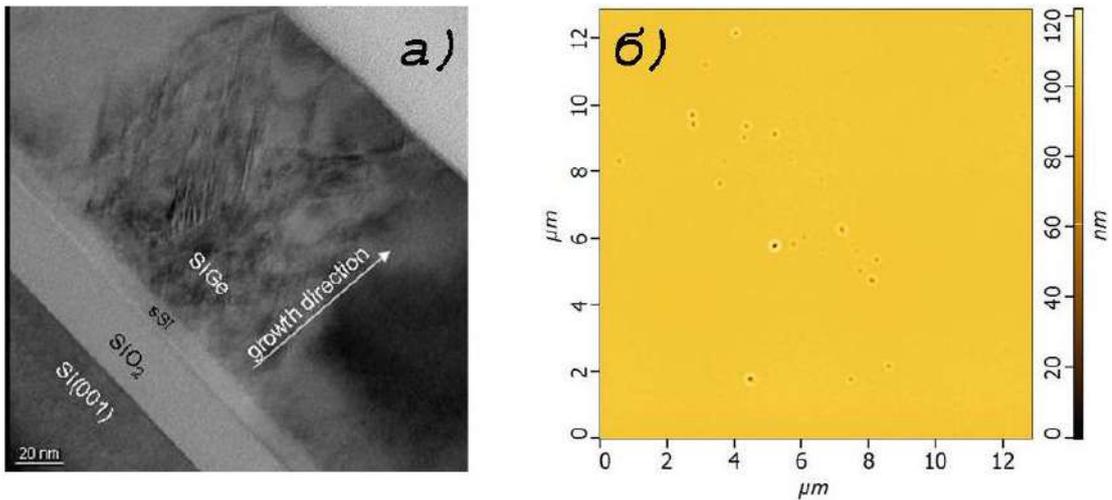


Рис. 4.15. ПЭМ (а) и АСМ (б) снимки тестовой структуры с SiGe слоем, выращенной на UTBV sSOI подложке, прошедшей быстрый термический отжиг при температуре 650 °С. Размер АСМ снимка 12x12 мкм и его боковые стороны снимка совпадают с направлениями типа [110]. Ямки, наблюдаемые на АСМ снимке, соответствуют выходу дефектов на поверхность.

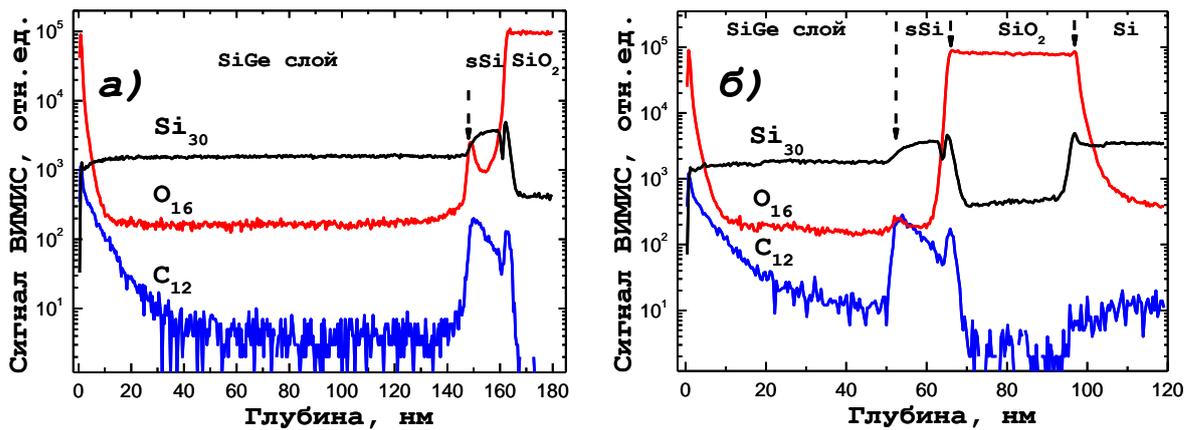


Рис. 4.16. Распределение углерода (линия C_{12}), кислорода (линия O_{16}) и кремния (по изотопу Si_{30}) в структурах с SiGe слоем, выращенными на UTBV sSOI подложках и подготовленных с использованием быстрого отжига при 650°C (а) и 800°C (б). Распределения получено методом ВИМС. На рисунках указаны области SiGe слоя, sSi слоя и скрытого слоя окисла. Глубина отсчитывается от поверхности структуры. Стрелкой отмечено положение границы эпитаксиального SiGe слоя и sSi слоя.

С целью полной очистки поверхности UTBV sSOI подложек от остатков окисла температура быстрого отжига была увеличена до 800°C [А6, А26-А28]. Как было отмечено выше, данная температура используется для термической очистки стандартных Si(001) подложек. Но для Si(001) подложек используется длительный (15-30 минут) отжиг при

800°C, который, по данным ВИМС, позволяет полностью очистить поверхность кремния от окисла. Проведенные ВИМС исследования структуры с $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоем ($x = 0.23$), выращенным на UTBV sSOI подложке, продемонстрировали, что быстрый отжиг при 800°C позволяет значительно понизить концентрацию кислорода на гетерогранице SiGe/sSi по сравнению с отжигом при 650°C (рис. 4.16б). Исследования методом рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии показали, что значительное уменьшение кислорода на границе пленка - UTBV sSOI подложка в результате увеличения температуры быстрого отжига позволило заметно улучшить кристаллическое качество выращенных SiGe слоев. В то же время, согласно рентгенодифракционным исследованиям, увеличение температуры отжига не привело к релаксации sSi слоя и, следовательно, появлению упругих деформаций в SiGe слое с долей Ge $x \sim 0.2$, выращенном на UTBV sSOI подложке. Необходимо отметить, что при использовании быстрого отжига при 800°C картина дифракции ДБЭ остается соответствующей поверхностной перестройке (2x1) на всех этапах эпитаксиального роста SiGe слоя. Таким образом, быстрый отжиг UTBV sSOI подложек при 800°C сохраняет упругие напряжения в тонком sSi слое и позволяет очистить поверхность от окисла и загрязняющих примесей. Поэтому такой способ предростовой термической обработки использовался в дальнейшем для роста SiGe структур на UTBV sSOI подложках.

Для люминесцентных исследований на UTBV sSOI подложках были выращены структуры, в которых Ge(Si)/sSi островки зарациивались 2 нм напряженного Si слоя и 100 нм ненапряженного $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоя с $x \sim 0.2$. Островки формировались в результате осаждения 11 МС Ge при температуре 650 °C – параметры, при которых Ge(Si) островки, выращенные на релаксированных SiGe слоях, характеризовались высокой интенсивностью ФЛ при температуре 77 К. Снимок поперечной структуры образца с зарощенными Ge(Si)/sSi островками, снятый в режиме сканирующей просвечивающей электронной микроскопии, представлен на рисунке 4.17. На ПЭМ снимке отчетливо видны (снизу вверх) Si(001) подложка, SiO_2 захороненный слой, sSi слой и выращенный SiGe слой с Ge(Si)/sSi островками. Из-за малой толщины и частичного диффузионного перемешивания sSi слои над и под Ge(Si) островками на ПЭМ снимке не видны. Необходимо отметить отсутствие на ПЭМ снимках дефектов на гетерогранице SiGe слоя с UTBV sSOI подложкой.

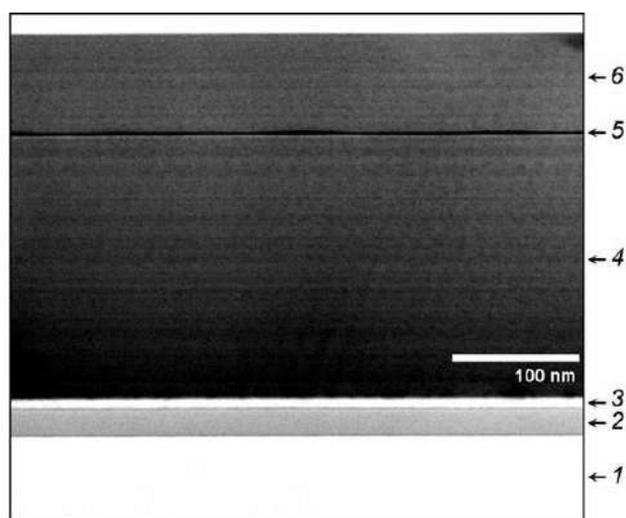


Рис. 4.17. ПЭМ снимок структуры с зарощенными Ge(Si)/sSi островками, выращенной на UTBB sSOI подложке, подготовленной с использованием быстрого отжига при 800 °С. Цифрами обозначены следующие слои: 1 – Si(001) подложка, 2 – скрытый слой SiO₂, 3 – sSi, 4 – SiGe буферный слой, 5 – Ge(Si)/sSi островки, 6 – покрывный SiGe слой.

4.3.2. Фотолюминесценция структур с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на UTBB sSOI подложках.

Исследования люминесцентных свойств SiGe структур, выращенных на UTBB sSOI подложках, были проведены с использованием монохроматора АСТОН 2300i и охлаждаемого детектора ОМА-V на основе линейки InGaAs фотодиодов. Для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) использовалось излучение Nd:YAG ($\lambda=532$ нм) и HeCd ($\lambda=325$ нм) лазеров.

В спектрах ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на UTBB sSOI подложках, наблюдается сигнал в области энергий 0.6 - 0.9 эВ, связанный с пространственно непрямой излучательной рекомбинацией дырок, заключенных в Ge(Si) островках, и электронов, локализованных в слоях sSi над и под островками (рис. 4.18). Для сравнения на рисунке 4.18а приведен спектр ФЛ структуры К ($d_1 = 1.5$ нм; $d_2 = 2.3$ нм), сформированной на релаксированном SiGe буфере (таблица 4.1), которая характеризовалась наибольшей интенсивностью сигнала ФЛ от Ge(Si)/sSi островков и наименьшей шириной линии ФЛ по сравнению с другими структурами, выращенными на SiGe буфере, вследствие тщательно подобранных параметров (толщины слоев sSi над и под островками и их соотношения [Аб, А26-А28]). Представленные спектры были получены при температуре 77 К с использованием возбуждения ультрафиолетовым HeCd лазером ($\lambda=325$ нм). Видно, что структуры, сформированные на релаксированном SiGe буфере и sSOI подложках, характеризуются близкими интенсивностями ФЛ. Тем не менее, ширина линии ФЛ на полувысоте для

структуры, выращенной на sSOI подложке, составляет $FWHM = 57$ мэВ, что заметно больше ширины линии ФЛ, структуры, сформированной на SiGe буфере ($FWHM = 45$ мэВ). Большая ширина линии ФЛ структуры на sSOI подложке объясняется номинальным равенством толщин слоев напряженного кремния под и над островками ($d_1 = d_2 = 2$ нм) и, как следствие, их реальной разницей из-за более сильного диффузионного размытия верхнего слоя sSi (раздел 4.2.1). Структуры с Ge(Si)/sSi островками, сформированные на релаксированных SiGe буферах, с номинально одинаковыми толщинами sSi слоёв над и под островками также характеризуются шириной линии ФЛ 54 - 60 мэВ (см. Табл. 4.1.).

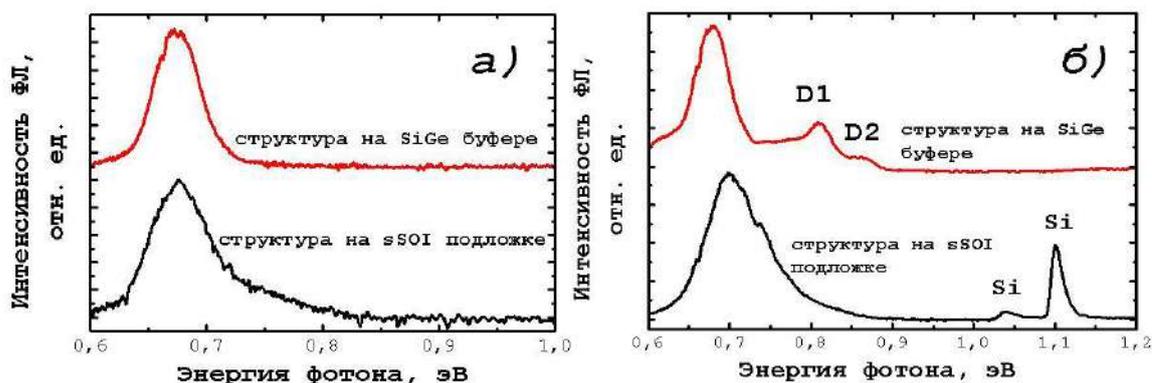


Рис. 4.18. Спектры ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на UTBV sSOI подложке и SiGe буфере, полученные при возбуждении ультрафиолетовым HeCd лазером ($\lambda=325$ нм) (а) и Nd:YAG лазером ($\lambda=532$ нм) (б) при температуре 77 К.

Существенные различия в спектрах ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на различных подложках, проявляются при переходе к более длинноволновому оптическому возбуждению (Nd:YAG лазер, $\lambda=532$ нм) (рис. 4.18б). При данной, более длинноволновой оптической накачке, в спектре ФЛ структуры, сформированной на релаксированном SiGe буфере, появляется сигнал в области энергий 0.8 – 0.9 эВ, связанный с дислокациями SiGe буфера (линии дислокационной ФЛ D1 и D2 [164]) (рис. 4.18б). Это объясняется увеличением глубины проникновения излучения в структуру с 10 нм до ~ 1 мкм вследствие уменьшения коэффициента поглощения при изменении длины волны возбуждающего излучения с 325 нм до 532 нм (см. Глава 2). Суммарная толщина исследованных структур, сформированных на SiGe буфере, не превышает 400 нм. Поэтому при возбуждении Nd:YAG лазером значительная часть фотовозбужденных носителей заряда генерируется в релаксированном SiGe буфере и может рекомбинировать на дислокациях SiGe буфера, тогда как при возбуждении ультрафиолетовым излучением генерация носителей заряда происходит лишь в тонком приповерхностном слое. При тех же условиях измерения в структурах с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на UTBV sSOI

подложках, линии дислокационной ФЛ не регистрируются при обоих типах оптического возбуждения (рис. 4.16). При этом в спектрах ФЛ этих структур, полученных с использованием возбуждения с $\lambda=532$ нм, появляется сигнал межзонной ФЛ, связанный с рекомбинацией носителей заряда с участием одного (сигнал вблизи 1.1 эВ) и двух (сигнал вблизи 1.05 эВ) ТО фононов в кремниевой подложке (рис. 4.18б). Появление сигнала ФЛ, связанного с рекомбинацией носителей заряда в кремниевой подложке, в структурах с Ge(Si)/sSi островками на UTBV sSOI подложках, как и появление сигнала дислокационной ФЛ в структурах, выращенных на SiGe/Si(001) буферах, объясняется генерацией значительной части носителей заряда в глубине структуры при увеличении длины возбуждающего излучения.

Результаты ФЛ исследований показали, что светоизлучающие SiGe структуры, выращенные на UTBV sSOI подложках, имеют интенсивность сигнала ФЛ сравнимую с интенсивностью сигнала от GeSi структур, полученных на высококачественных релаксированных SiGe/Si(001) буферах. Это указывает на высокое кристаллическое качество структур, сформированных на UTBV sSOI подложках, подготовленных с использованием развитых методик их химической и термической очистки. Использование для роста Ge(Si)/sSi островков UTBV sSOI подложек позволяет исключить влияние дефектных областей релаксированных SiGe буферов на спектры ФЛ Ge(Si)/sSi островков.

Были проведены исследования температурной зависимости ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на подложках UTBV sSOI [A6, A26-A28]. На рисунке 4.9а приведены спектры ФЛ структуры, выращенной на UTBV sSOI подложке, прошедшей быстрый термический отжиг при температуре 800 °С, полученные при различных температурах измерений. С ростом температуры наблюдается существенное смещение сигнала ФЛ в область меньших энергий (на 35 мэВ при переходе от 20 К к 150 К), превышающее уменьшение ширины запрещенной зоны SiGe в данном диапазоне, сопровождающееся сохранением ширины линии ФЛ. Как и в случае со структурами с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на SiGe буфере, такое поведение объясняется термическим выбросом носителей заряда из островков (раздел 4.2).

Также были проведены сравнительные исследования температурного гашения сигнала ФЛ от Ge(Si)/sSi островков, выращенных на различных подложках. На рисунке 4.19б приведены нормированные температурные зависимости интенсивности ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированных на SiGe буфере и подложках UTBV sSOI, прошедших быстрый термический отжиг при температурах 650 °С и 800 °С. Во всех исследованных структурах сигнал ФЛ наблюдался лишь до температур 170-180 К. При этом

вид температурных зависимостей интенсивности ФЛ практически не зависит от типа исследованной структуры, что свидетельствует о том, что при формировании Ge(Si) островков и на SiGe буфере, и на подложках UTBV sSOI, подготовленных различными способами, задействованы одни и те же механизмы температурного гашения ФЛ.

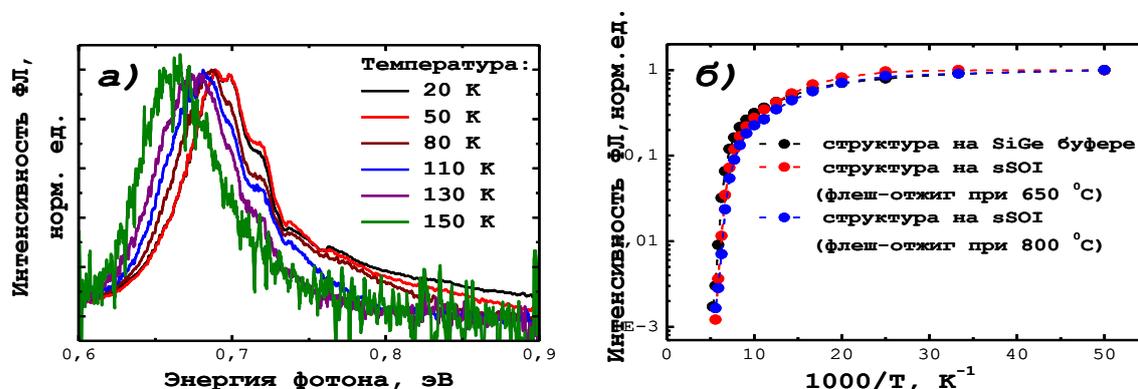


Рис. 4.19. а) Спектры ФЛ структуры с Ge(Si)/sSi островками, выращенной на UTBV sSOI подложке, при различных температурах. б) Температурные зависимости интенсивности ФЛ Ge(Si)/sSi островков, выращенных на релаксированном SiGe буфере и подложках UTBV sSOI, прошедших быстрый термический отжиг (флеш-отжиг) при температурах 650 °C и 800 °C. Зависимости получены при возбуждении Nd:YAG лазером.

Таким образом, использование UTBV sSOI подложек не позволило подавить сильное температурное гашение сигнала ФЛ от Ge(Si)/sSi островков. Как и в случае Ge(Si)/sSi островков, сформированных на релаксированных SiGe буферных слоях, худшая температурная стабильность ФЛ Ge(Si)/sSi островков, сформированных на UTBV sSOI подложках, по сравнению с Ge(Si)/Si(001) островками, может быть связана худшей пространственной локализацией носителей заряда в островках данного типа. Как было показано в разделе 4.1.2 (рис. 4.13) Ge(Si)/sSi островки характеризуются более сильным, по сравнению с островками, выращенными на Si(001) подложках, диффузионным расплыванием при заравнивании. Диффузионное размытие островков приводит к уменьшению глубины потенциальных ям для носителей заряда в них и, как следствие, росту вероятности термического выброса носителей заряда из островков и sSi слоя при увеличении температуры. Следует помнить, что в используемых UTBV sSOI подложках плотность прорастающих дислокаций составляет $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-2}$, что снижает кристаллическое качество структур, сформированных на UTBV sSOI подложках в сравнении со структурами, сформированными на подложках Si(001). Прорастающие дислокации могут выступать в качестве центров безызлучательной рекомбинации для носителей заряда, делокализованных

при высоких температурах. Схожесть температурных зависимостей ФЛ Ge(Si)/sSi островков, сформированных на подложках UTTB sSOI и релаксированных SiGe буферах, позволяет предположить, что наличие прорастающих дислокаций играет решающую роль в вопросе низкой температурной стабильности данного типа структур, тогда как дефектные области SiGe буфера, связанные с дислокациями несоответствия, оказывают малое влияние. Одним из путей подавления температурного гашения сигнала ФЛ от Ge(Si)/sSi островков является оптимизация условий осаждения на них покровных слоев, направленная на уменьшение диффузионного размытия островков при их зарастании, и, как следствие, улучшение пространственной локализации носителей заряда вблизи островков при повышенных температурах [А6, А26-А28].

4.4 Электролюминесценция структур с Ge(Si)/sSi островками.

Как было продемонстрировано в предыдущих разделах, встраивание Ge(Si) островков в напряженные Si слои, сформированные на релаксированных SiGe/Si(001) буферах или sSOI структурах, позволяет расширить спектральный диапазон источников излучения на основе SiGe до 2.1 мкм. Однако для приборных приложений светоизлучающих SiGe гетероструктур необходимо создавать структуры, для которых возможно использование электрической накачки. Данный раздел посвящен проблеме создания диодных структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на релаксированных SiGe буферах, и изучения их электролюминесцентных свойств.

4.4.1 Исследованные структуры и методика эксперимента.

Для исследования электролюминесцентных свойств Ge(Si)/sSi островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферах методом МПЭ были выращены p-i-n диодные SiGe структуры, в i-области которых находилась решетка с Ge(Si) наноструктурами, заключенными между напряженными слоями Si (Рис. 4.20). Структуры формировались методом МПЭ из твердых источников на установке Riber Siva-21 (см. раздел 2.1.1) на градиентном релаксированном SiGe/Si(001) буфере, доля Ge в верхнем слое которого составляла $x = 0.27$. Релаксированные SiGe/Si(001) буферы были выращены методом газофазной эпитаксии и после роста подвергнуты химико-механической полировке для уменьшения шероховатости поверхности (см. раздел 2.1.3). Рост диодных структур на SiGe/Si(001) буферах начинался с осаждения при 650 °С контактного слоя p⁺-SiGe толщиной 300 нм, легированного бором до концентрации $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Контактный слой SiGe формировался ненапряженным, так как содержание германия в нем соответствовало содержанию германия в верхнем слое градиентного релаксированного SiGe буфера. Затем

выращивался слой нелегированного SiGe толщиной 50 нм, на котором при температуре $T_g=630^\circ\text{C}$ формировалась решетка, состоящая из 3 слоев Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между слоями напряженного кремния номинальной толщиной $d_1=d_2=2$ нм над и под островками (рис. 4.22). Образование островков происходило в результате осаждения слоя Ge с эквивалентной толщиной 12 монослоев (МС) ($1 \text{ МС} = 6.8 \cdot 10^{14}$ атомов/см²). Момент образования островков контролировался с помощью ДБЭ. Слои островков были разделены слоями нелегированного SiGe толщиной $d_{spacer} = 100$ нм. Известно, что при формировании многослойных структур с Ge(Si) островками на подложках Si(001), начиная с определенной толщины разделительного Si слоя, которая зависит от параметров островков и температуры роста, можно пренебречь влиянием нижних слоев островков на параметры островков в верхних слоях [42]. Для исследованных структур с Ge(Si)/sSi островками подтверждением отсутствия при $d_{spacer}=100$ нм влияния нижних слоев с островками на последующий рост структуры является одинаковая критическая толщина двумерного роста (6.5 МС) для всех формируемых слоев островков. Это позволяет утверждать, что слои Ge(Si)/sSi островков формировались независимо, т.е., каждый из слоев островков должен обладать характеристиками, соответствующими однослойной структуре с Ge(Si) островками, выращенной при аналогичных условиях. Выполненные ранее исследования показали, что при используемых условиях роста (температуре роста и количестве осажденного Ge) на поверхности структур формируется массив куполообразных островков с малым разбросом по размерам [160, 161]. Рост диодных структур заканчивался осаждением слоя нелегированного SiGe толщиной 50 нм и контактного слоя p^+ -SiGe толщиной 200 нм, легированного сурьмой до концентрации $\sim 10^{19}$ см⁻³.

На полученных диодных структурах с Ge(Si)/sSi островками методами оптической литографии и плазмохимического травления были сформированы планарные мезы. Схематично изображение поперечного среза и вид сверху мезаструктур представлены на рисунке 4.21. Размер мез составлял 1×1 мм² и 1×0.5 мм². Нижний контакт формировался напылением металлов на p^+ -SiGe слой и окружал меза-структуру по периметру (4.21б). Верхний контакт формировался напылением металлов на верхний контактный p^+ -SiGe слой меза-структуры и представлял собой сетку с контактной площадкой. Такая форма верхнего контакта была выбрана для того, чтобы с одной стороны добиться однородного протекания тока через структуру, а с другой – чтобы как можно большая поверхность структуры была свободна от металла для вывода излучения из структуры. Создание омических контактов к диодным структурам осуществлялось за счет магнетронного осаждения Au/Ti контактных слоев и взрывной литографии.

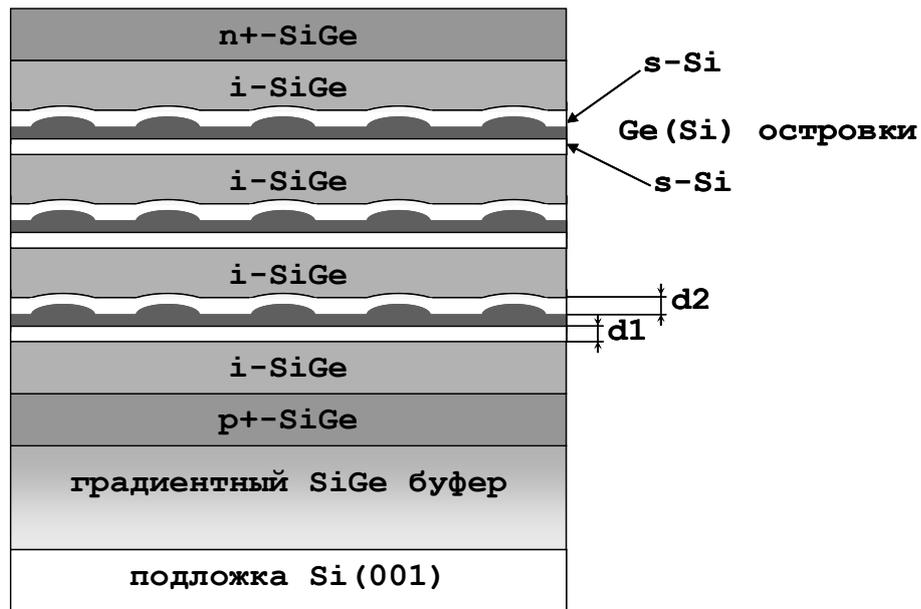


Рис. 4.20. Схематическое изображение поперечного сечения диодных структур с Ge(Si)/sSi островками, сформированных на релаксированном SiGe буфере.

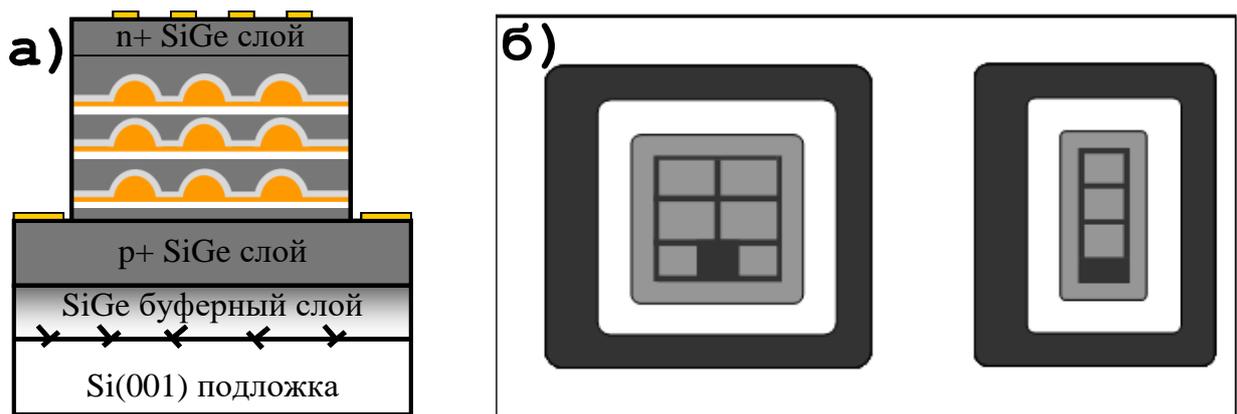


Рис. 4.21. а) Схематическое изображение поперечного сечения исследуемых меза структур. б) Вид сверху на меза структуры. На рисунке (б) белый цвет – нижний p+ контактный слой структуры, черный – Au/Ti контакты, серый – верхний n+ слой структуры.

Измерение спектров электролюминесценции (ЭЛ) диодных структур с Ge(Si)/sSi островками, выращенных на SiGe/Si(001) буферном слое, 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.

4.4.2 Электролюминесценция структур с Ge(Si)/sSi островками.

На рисунке 4.22а приведен спектр ЭЛ структуры с Ge(Si)/sSi островками, сформированными на релаксированном SiGe буфере, измеренный при 77 К. На этом же рисунке для сравнения представлен спектр ЭЛ диодной структуры с Ge(Si)/Si(001), исследованной ранее в работе [202]. При небольших токах накачки в спектрах ЭЛ исследованных структур с Ge(Si)/sSi островками доминирует сигнал в области 0,6-0,75 эВ (1,6-2,1 мкм), связанный с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией дырок, заключенных в островках, и электронов, локализованных в напряженных Si слоях [A7, A30, A31]. Сравнение спектров ЭЛ структур с Ge(Si)/sSi и Ge(Si)/Si(001) островками показывает, что сигнал ЭЛ Ge(Si)/sSi островков значительно сдвинут в область меньших энергий (больших длин волн) по сравнению с сигналом Ge(Si)/Si(001) островков (рис. 4.22а). Таким образом, использование Ge(Si)/sSi островков в светоизлучающих SiGe гетероструктурах позволяет значительно расширить их спектральный диапазон в сторону среднего ИК вплоть до 2 мкм. При этом наблюдаемый сигнал ЭЛ от Ge(Si)/sSi островков, согласно анализу литературных данных, является наиболее длинноволновым сигналом люминесценции, наблюдаемом в SiGe гетероструктурах, выращенных на Si подложках. Отметим, что дальнейшее смещение сигнала в область длин волн > 2 мкм может быть достигнуто за счет увеличения толщины слоев напряженного Si над и под островками [56]. Кроме спектрального сдвига в длинноволновую область сигнал ЭЛ от Ge(Si)/sSi островков в сравнении с сигналом ЭЛ от Ge(Si)/Si(001) островков имеет заметно меньшую ширину линии люминесценции (при плотности тока возбуждения 5 A/cm^2 ширина линий ЭЛ на полувысоте составляет 85 и 150 мэВ соответственно) (рис. 4.22а). Данное уменьшение ширины сигнала ЭЛ, как и в случае ФЛ, связывается с доминированием в спектре ЭЛ Ge(Si)/sSi островков сигнала, связанного с излучательной рекомбинацией носителей заряда без участия фононов [55]. Увеличение вероятности таких переходов вызвано локализацией электронов в потенциальных ямах, созданных тонкими sSi слоями на гетерогранице с островками [55].

Сравнение спектров ЭЛ структур с Ge(Si)/sSi и Ge(Si)/Si 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)/sSi и Ge(Si)/Si островков при малых токах накачки различаются менее, чем в два раза (рис. 4.22б). Это указывает на более высокую эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si)/sSi островками при низкой температуре, которая

связывается с эффективной пространственной локализацией носителей заряда обоих знаков в этих структурах [A7, A30, A31].

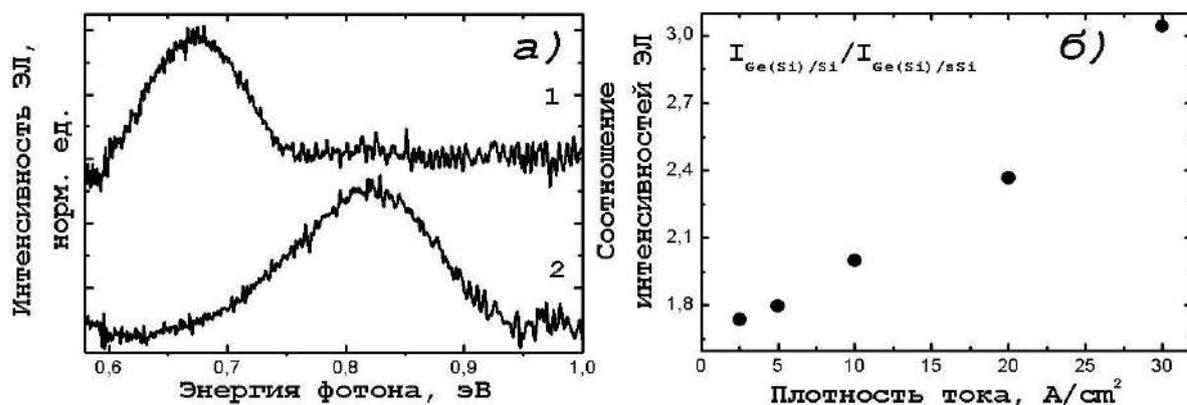


Рис. 4.22. а) Спектры ЭЛ диодных структур с Ge(Si)/sSi (1) и Ge(Si)/Si(001) (2) островками при плотности тока накачки 5 А/см². Для удобства спектры нормированы на максимум интенсивности сигнала ЭЛ от островков и разнесены по вертикали. б) Зависимость соотношения интенсивностей ЭЛ в максимуме сигнала структур с Ge(Si)/Si(001) и Ge(Si)/sSi островками ($I_{\text{Ge(Si)/Si}}/I_{\text{Ge(Si)/sSi}}$) от плотности тока накачки. Все измерения выполнены при температуре 77 К.

При увеличении тока накачки наблюдается увеличение ширины сигнала ЭЛ Ge(Si)/sSi островков и смещение его максимума в сторону больших энергий (рис. 4.23а). Как отмечалось ранее, данное поведение типично для излучающих структур с Ge(Si) островками (Глава 1) и связано с совокупностью причин: изгибом зон на гетерогранице Ge(Si) островка с Si, связанный с возрастанием электростатического взаимодействия пространственно разделенных дырок, локализованных в островках, и электронов, находящихся в Si слое вблизи островка [123], с заполнением тяжелыми дырками высокоэнергетических состояний в островках [138], а так же с неоднородностью островков по размерам и составу [104]. Кроме этого, при увеличении тока накачки в спектрах ЭЛ исследованных Ge(Si)/sSi структур появляется сигнал в области энергий 0.8-0.9 эВ, связываемый с дислокациями релаксированного SiGe буфера (так называемая «линия D1» [164]) (рис. 4.23а). Рост тока накачки сопровождается насыщением сигнала ЭЛ Ge(Si)/sSi островков и линейным ростом интенсивности сигнала ЭЛ дислокаций SiGe буфера (рис. 4.23б). При этом сигнал ЭЛ от островков остается доминирующим при всех использованных в эксперименте токах накачки (рис. 4.23б) [A7, A30, A31].

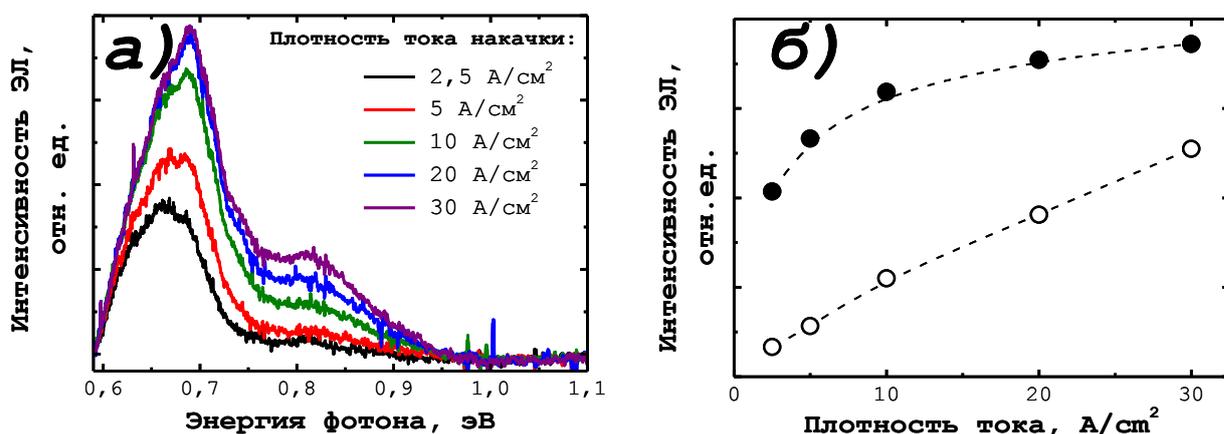


Рис. 4.23. а) Спектры ЭЛ структуры с Ge(Si)/sSi островками при различных токах накачки. б) Зависимости от плотности тока накачки интенсивности ЭЛ в максимуме сигнала Ge(Si)/sSi островков (-●-) и линии дислокационной люминесценции D1 (-○-). Данные получены при $T = 77$ К.

С увеличением температуры от 77 К до комнатной наблюдается значительное гашение сигнала ЭЛ Ge(Si)/sSi островков, однако сигнал ЭЛ Ge(Si)/sSi островков при комнатной температуре удается зарегистрировать. На рисунке 4.24 приведены спектры ЭЛ исследованной структуры при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Отметим, что измерения при комнатной температуре проводились на воздухе, в то время как при азотных измерениях использовался дьюар, стенки которого поглощали излучение Ge(Si)/sSi островков, в результате чего регистрируемая интенсивность ЭЛ при 77 К была в 1.5 – 2 раза ниже реальной. Таким образом, сигнал ЭЛ от Ge(Si)/sSi островков при комнатной температуре в 6–7 раз слабее, чем при 77 К. При этом тестовые структуры с Ge(Si)/Si(001) островками характеризуются гораздо меньшим температурным гашением электролюминесценции (уменьшение интенсивности сигнала ЭЛ всего в 2–3 раза при увеличении температуры от 77 К до комнатной). Можно предположить, что температурное гашение ЭЛ Ge(Si)/sSi островков, сформированных на релаксированных SiGe буферных слоях, вызвано теми же причинами, что и температурное гашение ФЛ в данном типе структур (раздел 4.2.2). С одной стороны, оно обусловлено худшей локализацией носителей заряда в островках при повышенных температурах из-за диффузионного расплывания при зарастивании Ge(Si)/sSi островков, приводящего к уменьшению их высоты и толщины sSi слоя над островками. Сильное диффузионное размытие островков ведет к выталкиванию уровней размерного квантования носителей заряда в них (дырок в островках и электронов в sSi слоях) к границам соответствующих зон SiGe матрицы, и, как следствие, уменьшению глубины потенциальных ям для носителей заряда. С другой стороны низкая температурная стабильность ЭЛ структур с Ge(Si)/sSi островков связана с их более низким кристаллическим качеством по сравнению

со структурами, сформированными на подложках Si(001): исследуемые структуры с Ge(Si)/sSi островками были сформированы на SiGe буферах, имеющих плотность прорастающих дислокаций на уровне $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-2}$. Это является низким значением для релаксированных SiGe/Si(001) буферов, но на несколько порядков превышает плотность дислокаций в стандартных Si(001) подложках. Носители заряда, покидающие окрестности Ge(Si)/sSi островков в результате термической деактивации, в дальнейшем захватываются на дефекты структуры, обусловленные наличием прорастающих дислокаций, и рекомбинируют на них безызлучательным образом. Как было показано в разделе 4.3, замена релаксированных SiGe буферов на подложки sSOI не приводит к заметному улучшению температурной стабильности люминесценции Ge(Si)/sSi островков. В связи с этим полагается, что для подавления температурного гашения сигнала люминесценции от Ge(Si)/sSi островков необходима оптимизация условий их зарощивания, которая позволит получать более глубокие потенциальные ямы для носителей заряда в Ge(Si)/sSi островках.

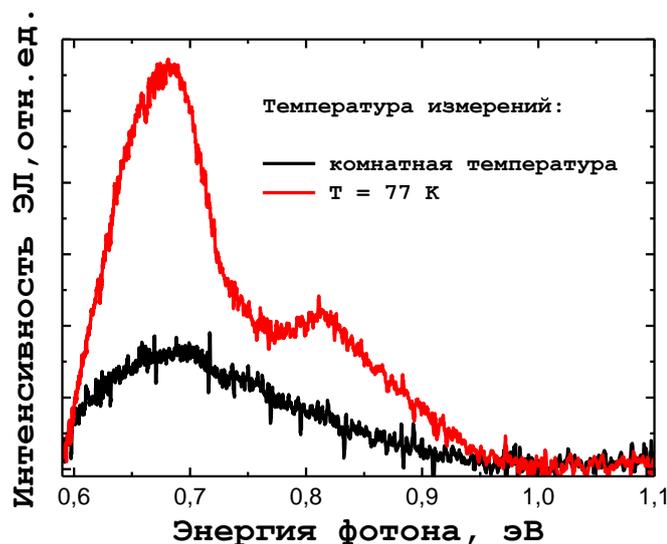


Рис. 4.24. Спектры ЭЛ структуры с Ge(Si)/sSi островками при комнатной температуре и 77 К. Плотность тока накачки 30 А/см^2 .

Выводы к Главе 4

1. Для структур с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001), продемонстрировано влияние соотношения толщин слоев напряженного, растянутого, Si под и над островками на ширину линии ФЛ. Присутствие в сигнале ФЛ структур с Ge(Si)/sSi островками только сигнала, связанного с рекомбинацией носителей заряда без участия фононов, и компенсация большего диффузионного размытия слоя напряженного Si над островками позволяет получать структуры с рекордно узкой для структур пространственно неупорядоченными SiGe с самоформирующимися островками линией ФЛ (ширина на полувысоте 20-30 мэВ при температуре 20 К), ширина которой сравнима с шириной линии ФЛ от квантовых точек InAs/GaAs.

2. Рассмотрены основные причины температурного гашения сигнала ФЛ Ge(Si)/sSi островков. Сильное температурное гашение сигнала ФЛ в области температур >100 К связывается с термическим выбросом дырок из Ge(Si)/sSi островков и электронов из напряженных слоев Si и их последующей безызлучательной рекомбинацией на дефектах окружающей островки SiGe матрицы, связанных с прорастающими дислокациями.

3. Оработана методика предростовой химической и термической очистки подложек “напряженный кремний на изоляторе” с тонким напряженным слоем Si и тонким захороненным слоем SiO₂, позволяющая сохранить упругие напряжения в sSi слое и очистить поверхность от основных загрязняющих примесей. На данном типе SOI подложек впервые получены эпитаксиальные SiGe структуры с самоформирующимися наноструктурами, демонстрирующие сигнал ФЛ, интенсивность которого сравнима с интенсивностью сигнала ФЛ от структур с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на SiGe/Si(001) релаксированных буферных слоях.

4. Впервые выполнены исследования спектров электролюминесценции структур с Ge(Si)/sSi наноструктурами, сформированными на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях. Сигнал ЭЛ Ge(Si)/sSi 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 в диапазоне длин волн > 1.55 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертация посвящена исследованию процессов поглощения излучения, возбуждения фотолюминесценции и излучения света в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками, сформированных на подложках Si(001), «кремний-на-изоляторе», «напряженный кремний на изоляторе» и релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях. Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Для исследования процессов поглощения и излучения света в структурах с Ge(Si) наноструктурами была модифицирована методика спектроскопии возбуждения ФЛ, позволяющая учитывать изменение формы сигнала ФЛ Ge(Si) островков в зависимости от длины волны возбуждения и получать спектры возбуждения ФЛ для различных излучательных процессов в островках.

2. Впервые в спектро-кинетических зависимостях ФЛ структур с Ge(Si) наноструктурами выделены сигналы ФЛ, соответствующие процессам пространственно не прямой и пространственно прямой излучательной рекомбинации носителей заряда в островках. Сигнал ФЛ, связанный с пространственно не прямой излучательной рекомбинацией, наблюдается на временах до десятков миллисекунд после возбуждающего импульса, в то время как пространственно прямые излучательные переходы в островках характеризуются более короткими временами спада (0.1-1 мкс). При высоких мощностях возбуждения для пространственно не прямой излучательной рекомбинации характерно также наличие «быстрого» канала (времена спада интенсивности ФЛ до 50 мкс), существование которого обусловлено увеличением перекрытия волновых функций пространственно разделенных носителей заряда при увеличении уровня оптической накачки.

3. Из полученных спектров возбуждения ФЛ Ge(Si) островков и зависимостей кинетики их ФЛ от условий измерения (температура, длина волны и мощность возбуждения) определены основные механизмы возбуждения ФЛ островков. Показано, что при межзонной для Si оптической накачке основной вклад в возбуждение ФЛ островков вносит захват носителей заряда из кремниевой матрицы. При этом при низких температурах (< 10 К) основной вклад в возбуждение ФЛ вносят носители заряда, фотоиндуцированные в эпитаксиальном слое в окрестности островков, в то время как при более высоких температурах существенную роль играет диффузия носителей заряда из Si подложки. Продолжительная диффузия неравновесных носителей заряда из кремниевой матрицы в область Ge(Si) островков также приводит к существенному различию спектров возбуждения сигналов ФЛ, связанных с пространственно не прямой излучательной рекомбинацией носителей заряда в островках, но характеризующихся различными временами спада. В

условиях подзонной для кремния оптической накачки основной вклад в возбуждение сигнала ФЛ островков дает поглощение возбуждающего излучения на пространственно прямых переходах в Ge(Si) островках.

4. Для структур с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами, выращенными на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях, впервые продемонстрирована возможность уменьшения ширины линии ФЛ за счет компенсации различного диффузионного размытия слоев напряженного Si под и над островками. Получены структуры с рекордно узкой линией ФЛ для структур с пространственно неупорядоченными SiGe самоформирующимися островками линией ФЛ (ширина на полувысоте 20-30 мэВ при температуре 20 К), ширина которой сравнима с шириной линии ФЛ от квантовых точек InAs/GaAs.

5. Отработана методика предростовой химической и термической очистки подложек “напряженный кремний на изоляторе” с тонким напряженным слоем Si и тонким захороненным слоем SiO₂, позволяющая сохранить упругие напряжения в sSi слое и очистить поверхность от основных загрязняющих примесей. На данном типе SOI подложек впервые получены эпитаксиальные SiGe структуры с самоформирующимися наноструктурами, демонстрирующие сигнал ФЛ, интенсивность которого сравнима с интенсивностью сигнала ФЛ от структур с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на SiGe/Si(001) релаксированных буферных слоях.

6. Впервые выполнены исследования спектров электролюминесценции структур с Ge(Si)/sSi наноструктурами, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях. Сигнал ЭЛ Ge(Si)/sSi островков наблюдается в диапазоне длин волн 1.6-2.0 мкм вплоть до комнатной температуры, что позволяет рассматривать данный тип структур в качестве кандидатов для создания на кремнии источников излучения для диапазона длин волн > 1.55 мкм.

Список публикаций автора по теме диссертации

- [A1] Н.А. Байдакова. Метод спектроскопии возбуждения фотолюминесценции, модифицированный для исследования структур с самоформирующимися Ge(Si)/Si(001) наноструктурами / Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский // Письма в журнал технической физики – 2012. **38**(18). – С. 7 – 15.
- [A2] А.Н. Яблонский. Кинетика фотолюминесценции самоформирующихся Ge(Si) островков в многослойных структурах SiGe/Si и SiGe/SOI» / А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов // Физика и техника полупроводников – 2013. **47**(11). – С. 1509–1512.
- [A3] А.Н. Яблонский. 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 // Физика и техника полупроводников. – 2015. **49**(11). – С. 1458-1462.
- [A4] М.В. Шалеев. Ширина линии фотолюминесценции от самоформирующихся островков Ge(Si), 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 // Физика и техника полупроводников. – 2011. **45**(2). – С. 202-206.
- [A5] M. Shaleev. Narrow photoluminescence peak from Ge(Si) islands embedded between tensile-strained Si layers / M. Shaleev, A. Novikov, N. Baydakova, A. Yablonskiy, O. Kuznetsov, Yu. Drozdov, D. Lobanov, and Z. Krasilnik // Physica Status Solidi C. – 2011. **8**(3). – P. 1055–1059.
- [A6] Н.А. Байдакова. 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 // Физика и техника полупроводников. – 2015. **49**(8). – С. 1129-1135.
- [A7] Н.А. Байдакова. 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 // Физика и техника полупроводников. – 2016. **50**(12). – С. 1685-1689.
- [A8] А.Н. Яблонский. Спектры возбуждения и кинетика фотолюминесценции многослойных структур SiGe/Si и SiGe/SOI с самоформирующимися Ge(Si) островками / А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов // Труды XVII Международного Симпозиума “Нанополупроводники и Нанополупроводниковая Электроника”, 11-15 марта 2013 г., Нижний Новгород, Россия, т.2. – С. 656.

- [A9] Н.А. Байдакова. Спектры возбуждения и кинетика фотолюминесценции самоформирующихся Ge(Si) наностроек / Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков // тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников, 16-20 сентября 2013 г., Санкт-Петербург, Россия. – С. 236.
- [A10] Н.А. Байдакова. Спектроскопия возбуждения фотолюминесценции многослойных структур с самоформирующимися Ge(Si)/Si(001) наностройками / Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский // Труды XV Международного Симпозиума “Нанопизика и Нанопэлектроника”, 14-18 марта 2011 г., Нижний Новгород, Россия, т.2. – С. 453.
- [A11] Baidakova N.A. Time-resolved PL and PL excitation spectroscopy of Ge(Si)/Si self-assembled islands / Baidakova N.A., Novikov A.V., Lobanov D.N., Yablonskiy A.N. // Book of Abstracts of “EMRS 2011 spring meeting. Symposium I”, May 9-13, 2011, Nice, France.
- [A12] Н.А. Байдакова. Исследование многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) островками методами спектроскопии фотолюминесценции и спектроскопии возбуждения фотолюминесценции. / Н.А. Байдакова, А.В. Новиков // тезисы «XII Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и нанопэлектронике», 21 – 25 ноября 2011 г., Санкт-Петербург, Россия. – С. 62.
- [A13] Н.А. Байдакова. Спектрокинетические исследования и спектроскопия возбуждения фотолюминесценции структур с самоформирующимися Ge(Si) островками. / Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский // Труды XVI Международного Симпозиума “Нанопизика и Нанопэлектроника”, 12-16 марта 2012 г., Нижний Новгород, Россия, т.1. – С. 191.
- [A14] Байдакова Н.А. Спектроскопия возбуждения ФЛ структур с самоформирующимися Ge(Si)/Si(001) островками / Байдакова Н.А., Новиков А.В., Лобанов Д.Н., Яблонский А.Н. // 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. – С. 100-101.
- [A15] А.Н. Яблонский. Механизмы излучательной рекомбинации в SiGe структурах с самоформирующимися Ge(Si) наностройками / А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков // тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников, 16-20 сентября 2013 г., Санкт-Петербург, Россия. – С. 240.
- [A16] Н. А. Байдакова. Спектрокинетические исследования структур SiGe/Si и GeSi/SOI с самоформирующимися Ge(Si) островками / Н. А. Байдакова, А. Н. Яблонский, Д. Н. Лобанов,

А. В. Новиков // Труды XVIII Международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника», 10-14 марта 2014 года, Нижний Новгород. – С. 394-395.

[A17] Яблонский А.Н. Спектрокинетические исследования SiGe структур с самоформирующимися Ge(Si) наноостровками / Яблонский А.Н., Байдакова Н.А., Новиков А.В., Лобанов Д.Н., Шалеев М.В. // Сборник трудов Всероссийской конференции «Импульсная сильноточная и полупроводниковая электроника -2015», 27-28 мая 2015 г, ФИАН, Москва. – С. 90-95.

[A18] А.Н. Яблонский. Спектры возбуждения и кинетика ФЛ в структурах с самоформирующимися Ge(Si) наноостровками / А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.В. Лобанов, М.В. Шалеев // Труды XIX Международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника», 10-14 марта 2015 года, Нижний Новгород. – С. 725-726.

[A19] Н.А. Байдакова. Пространственно прямая излучательная рекомбинация носителей заряда в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками / Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, Д.В. Лобанов, М.В. Шалеев // Тезисы докладов XI Конференции и X Школы молодых ученых и специалистов по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе «Кремний-2016», 12-15 сентября 2016 г., Новосибирск. – С. 71.

[A20] Н.А. Байдакова. Исследование пространственно прямых излучательных переходов в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками. / Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, Д.В. Лобанов, М.В. Шалеев // Материалы XX Международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника», 14-18 марта 2016, Нижний Новгород. – С. 482-483.

[A21] Н.А. Байдакова. Наблюдение пространственно прямой излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками / Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, М.В. Шалеев // Материалы XXI Международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника», 13-16 марта 2017, Нижний Новгород. – С. 521-522.

[A22] М.В. Шалеев. 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 “Нанопфизика и Наноэлектроника”, 15-19 марта 2010 г., Нижний Новгород, Россия, т.2. – С. 339.

[A23] M.V. Shaleev. Narrow PL peak from Ge(Si) self-assembled islands embedded between tensile-strained Si layers” / M.V. Shaleev, A.V. Novikov, N.A. Baydakova, A.N. Yablonskiy, O.A.

Kuznetsov, D.V. Yurasov and Z.F. Krasilnik // abstracts of conference “Quantum Dot 2010”, 26 – 30 April 2010, Nottingham, UK. – P. 379.

[A24] М.В. Шалеев. 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 // Материалы VII Международной Конференции “Кремний 2010”, 6 – 9 июля 2010 г., Нижний Новгород, Россия. – С. 143.

[A25] М.В. Шалеев. Влияние локализации электронов на температурное гашение сигнала фотолюминесценции 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 “Нанопфизика и Нанозлектроника”, 16-20 марта 2009 г., Нижний Новгород, Россия, т.2. – С. 454.

[A26] Н.А. Байдакова. Особенности фотолюминесценции структур с самоформирующимися островками Ge(Si)/s-Si. / Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, М.В. Степихова, М.В. Шалеев // Тезисы докладов XVIII Уральской международной школы по физике полупроводников, 15-20 февраля 2010 г., Екатеринбург, Россия. – С. 223.

[A27] Н.А. Байдакова. Оптические свойства Ge(Si) наноструктур, 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, Россия. – С. 57.

[A28] Н.А. Байдакова. 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 «Нанопфизика и нанозлектроника», 10-14 марта 2015 года, Нижний Новгород. – С. 427-428.

[A29] А.В. Антонов. Влияние параметров многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися наноструктурами на их оптоэлектронные свойства. / А.В. Антонов, Н.А. Байдакова, 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 “Нанопфизика и Нанозлектроника”, 12-16 марта 2012 г., Нижний Новгород, Россия, т.1. – С. 304.

[A30] A.V. Novikov. SiGe light-emitting structures with self-assembled islands for Si-based optical interconnections. / 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, Book of Abstracts of EMRS SPRING MEETING 2014, Франция, Лилль, 25 – 28.05.

[A31] A.V. Novikov. 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, and Z.F. Krasilnik // Abstract of 11th International Conference on Group IV Photonics, 27-29 August 2014, Paris, France. – P. 165-166.

Список цитируемой литературы

- [1] K. Brunner. Si/Ge nanostructures/ K. Brunner// *Repts on Progress in Physics*. – 2002. – V. 65. – P. 27.
- [2] C. Teichert. Self-organization of nanostructures in semiconductor heteroepitaxy/ C.Teichert// *Physics Reports* – 2002. – V. 365 – P. 335-432.
- [3] J.-M. Baribeau. Ge dots and nanostructures grown epitaxially on Si/ J.-M. Baribeau, X. Wu, N. L. Rowell and D. J. Lockwood// *Journal of Physics: Condensed Matter* – 2006. – V. 18. – R. 139 - R. 174.
- [4] Matteo Bosi. Germanium: Epitaxy and its applications /Matteo Bosi, Giovanni Attolini // *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials* – 2010. – V. 56 – P. 146-174.
- [5] G.T. Reed, A.P. Knights «Silicon Photonics»- Jonh Wiley & Sons LTD (England) 2005.
- [6] D. J. Lockwood and L. Pavesi «Silicon Photonics» Springer-Verlag, 2004.
- [7]Xia Chen, Chao Li and Hon K. Tsang, Device engineering for silicon photonics, // *NPG Asia Materials*, V. 3(1), p. 34 (2011).
- [8] Z. Fang, C.Z. Zhao, Recent Progress in Silicon Photonics: A Review, *ISRN Optics*, V. 2012, Article ID 428690 (2012).
- [9] R.W. Kelsall, Rubber stamp for silicon photonics / R.W. Kelsall // *Nature Photonics*. – 2012. – V. 6. – P. 577.
- [10]H. Park. Hybrid silicon evanescent laser fabricated with a silicon waveguide and III-V offset quantum wells / H. Park, A. Fang, S. Kodama, and J. Bowers // *Optics Express* – 2010. – V. 13(23). – P. 9460.
- [11] R. Apertz. 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.
- [12] W.-H.Chang. Effects of spacer thickness on optical properties of stacked Ge/Si quantum dots grown by chemical vapor deposition/ W.-H.Chang, W.-Y.Chen, A.-T.Chou, T.-M.Hsu, P.-S.Chen, Z.Pei, L.-S.Lai// *Journal of Applied Physics* – 2003. V. 93 – P. 4999-5002.
- [13] L. Vescan. 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.
- [14] T. Stoica. Quantum efficiency of SiGe LEDs/ T.Stoica and L.Vescan// *Semiconductor Science and Technology* – 2003. V. 18 – P. 409-416.
- [15] M. Stoffel. Electroluminescence of self-assembled Ge hut clusters/ M.Stoffel, U.Denker and O.G.Schmidt// *Applied Physics Letters* – 2003. V. 82 – P. 3236-3238.

-
- [16] O.G. Schmidt. 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.
- [17] W.-H. Chang. 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.Hsu, 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.
- [18] T. Brunhes. Electroluminescence of Ge/Si self-assembled quantum dots grown by chemical vapor deposition/ T.Brunhes, P.Boucaud, S.Sauvage, F.Aniel, J.-M.Lourtioz, C.Hernandez, Y.Campidelli, O.Kerमारrec, D.Bensahel, G.Faini, I.Sagnes// Applied Physics Letters – 2000. V. 77- P. 1822.
- [19] V.G. Talalaev./ Room temperature electroluminescence from Ge/Si quantum dots superlattice close to 1.6 μm // V.G.Talalaev, G.E.Cirlin, A.A.Tonkikh, N.D.Zakharov, P.Werner// Physica Status Solidi(a) – 2003 V. 198 - R4.
- [20] Н.В. Востоков. 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. – Вып. 6. - С. 425-429.
- [21] A.V. Novikov. Photoluminescence of Ge(Si)/Si(001) self-assembled islands in the near infrared wavelength range/ A.V. Novikov, D.N. Lobanov, A.N. Yablonsky, Yu.N. Drozdov, N.V. Vostokov and Z.F. Krasilnik// Physica E – 2003 - V. 16 – P. 467-472.
- [22] Yu.N. Drozdov. 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.
- [23] A.I. Yakimov. Normal-incidence infrared photoconductivity in Si p-i-n diode with embedded Ge self-assembled quantum dots/ A.I.Yakimov, A.V.Dvurechenskii, Yu.Yu.Proskuryakov, A.I.Nikifirov, O.P.Pchelyakov, S.A.Teys and A.K.Gutakovskii// Applied Physics Letters – 1999. V. 75 – P. 1413-1415.
- [24] А.И. Якимов. Фотодиоды Ge/Si со встроенными слоями квантовых точек Ge для ближней инфракрасной области (1.3-1.5 μm)/ А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров, С.В.Чайковский, С.А.Тийс// ФТП – 2003. Т. 37 – С. 1383-1388.
- [25] А.И. Якимов. 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. 10 – С. 1265 – 1270.
- [26] S. Tong. Normal-incidence Ge quantum-dot photodetectors at 1.5 μm based on Si substrate/ S.Tong, J.L.Liu, J.Wan, and Kang L.Wang// Applied Physics Letters – 2002. V. 80 – P. 1189-1191.
- [27] D.N. Lobanov. 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.
- [28] F. Priolo. Silicon nanostructures for photonics and photovoltaics /F. Priolo, T. Gregorkiewicz, M. Galli, T.F. Krauss - Nature Nanotechnology – 2014. – V. 9. – P. 19 – 32.
- [29] V. I. Staude. Metamaterial-inspired silicon nanophotonics / I. Staude, J. Schilling // Nature Photonics – 2017. – V. 11. – P. 274-284.
- [30] Rutckaia. Quantum Dot Emission Driven by Mie Resonances in Silicon Nanostructures / V. Rutckaia, F. Heyroth, A. Novikov, M. Shaleev, M. Petrov, J. Schilling // Nano Letters – 2017. – V. 17(11). – P. 6886-6892.
- [31] Qifeng Qiao. Applications of Photonic Crystal Nanobeam Cavities for Sensing/ Qifeng Qiao, Ji Xia, Chengkuo Lee and Guangya Zhou// Micromachines. – 2018. – V. 9. – P. 541.
- [32] M. El Kurdi .Quality factor of Si-based photonic crystal L3 nanocavities probed with an internal source / M. El Kurdi, X. Chécoury, S. David, T. P. Ngo, N. Zerounian, P. Boucaud, O. Kermarrec, Y. Campidelli, and D. Bensahel // Optics Express. – 2008. – V. 16. – P. 8780.
- [33] P. Lalanne. Photon confinement in photonic crystal nanocavities / P. Lalanne, C. Sauvan, J.P. Hugonin // Laser & Photonics Review. – 2008. – V. 2. – P. 514 – 526.
- [34] N. Hauke, S. Lichtmannecker. 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, and Y. Arakawa // Physical Review B. – 2011. – V. 84. – P. 085320.
- [35] J. Xia Room-temperature electroluminescence from Si microdisks with Ge quantum dots / J. Xia, Y. Takeda, N. Usami, T. Maruizumi, and Y. Shiraki // Optics Express. – 2010. – V. 18. – P. 13945.
- [36] T. Tsuboi. Room-Temperature Electroluminescence from Ge Quantum Dots Embedded in Photonic Crystal Microcavities / T. Tsuboi, X. Xu, J. Xia, N. Usami, T. Maruizumi and Y. Shiraki // Applied Physics Express. – V. 5. – P. 102101.

-
- [37] X. Xu. Enhancement of light emission from Ge quantum dots by photonic crystal nanocavities at room-temperature / X. X, N. Usami, T. Maruizumi, Y. Shiraki // *Journal of. Crystal Growth.* – 2013. – V. 378. – P. 636-639.
- [38] X. Xu. High-Quality-Factor Light-Emitting Diodes with Modified Photonic Crystal Nanocavities Including Ge Self-Assembled Quantum Dots on Silicon-On-Insulator Substrates / X. Xu, T. Chiba, T. Nakama, T. Maruizumi and Y. Shiraki // *Applied Physics Express.* – 2012. – V. 5. – P. 102101.
- [39] Yong Zhang. Single-Mode Emission From Ge Quantum Dots in Photonic Crystal Nanobeam Cavity/ Yong Zhang, Cheng Zeng, He Zhang, Danping Li, Ge Gao, Qingzhong Huang, Yi Wang, Jinzhong Yu, and Jinsong Xia// *IEEE Photonics Technology Letters.* – 2015. – V. 27. – P. 1026-1029.
- [40] M. Schatzl. Enhanced Telecom Emission from Single Group-IV Quantum Dots by Precise CMOS-Compatible Positioning in Photonic Crystal Cavities / M. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser, P. Rauter, M. Brehm, L. Spindlberger, A. Simbula, M. Galli, T. Fromherz, and F. Schäffler // *ACS Photonics.* – 2017. – V. 4. – P. 665–673.
- [41] M. Grydlik. Lasing from Glassy Ge Quantum Dots in Crystalline Si /M. Grydlik, F. Hackl, H. Groiss, M. Glaser, A. Halilovic, T. Fromherz, W. Jantsch, F. Schäffler, and M. Brehm // *ACS Photonics.* – 2016. – V. 3. – P. 298–303.
- [42] O.G. Schmidt. Multiple layers of self-assembled Ge/Si islands: Photoluminescence, strain fields, material interdiffusion, and island formation/ O.G. Schmidt and K. Eberl// *Physical.Review B* – 2000. V. 61(20) – P. 13721-13729.
- [43] K. Eberl. Self-assembling quantum dots for optoelectronic devices on Si and GaAs/ K. Eberl, M.O. Lipinski, Y.M. Manz, W. Winter, N.Y. Jin-Phillipp and O.G. Schmidt// *Physica E* – 2001. V. 9(1) – P. 164-174.
- [44] L. Tsybeskov. Silicon–germanium nanostructures for on-chip optical interconnects/ L. Tsybeskov, E.-K. Lee, H.-Y. Chang, D. J. Lockwood, J.-M. Baribeau, X. Wu, T. I. Kamins// *Applied Physics A* – 2009.V. 95 –P. 1015-1027.
- [45] C. S. Peng. Optical properties of Ge self-organized quantum dots in Si / C. S. Peng, Q. Huang, W. Q. Cheng, J. M. Zhou, Y. H. Zhang, T. T. Sheng, and C. H. Tung // *Physical Review B.* – 1998. V. 57 – P. 8805.
- [46] D.J. Lockwood. Structural and optical properties of three-dimensional Si_{1-x}Gex/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.

-
- [47] B.V. Kamenev . Coexistence of fast and slow luminescence in three-dimensional Si/Si_{1-x}Ge_x nanostructures. B. V. Kamenev, L. Tsybeskov, J.-M. Baribeau, and D. J. Lockwood// *Physical Review B*. – 2005. V. 72 – P. 193306.
- [48] B. Julsgaard. Auger-decay dynamics of germanium nano-islands in silicon/ B. Julsgaard, P. Balling, J. L. Hansen, A. Svane and A. N. Larsen/*Nanotechnology* – 2011. V. 22. – P. 435401.
- [49] B. Julsgaard. Luminescence decay dynamics of self-assembled germanium islands in silicon/ B. Julsgaard, P. Balling, J. Lundsgaard Hansen, A. Svane, and A. Nylandsted Larsen// *Applied Physics Letters* – 2011. V. 98 – P. 093101.
- [50] B. Adnane. Spatially direct and indirect transitions of self-assembled GeSi/Si quantum dots studied by photoluminescence excitation spectroscopy/ B. Adnane, K.F. Karlsson, G.V. Hansson, P.O. Holtz and W.-X. Ni// *Applied Physics Letters* – 2010. V. 96 – P. 181107.
- [51] O.G. Schmidt. 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.
- [52] A. Beyer. 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.
- [53] M. V. Shaleev. 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.
- [54] M. V. Shaleev. 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, and Z. F.Krasilnik// *Applied Physics Letters*. – 2012. – V. 101. – P. 151601
- [55] Shaleev, M. V. 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 // *Applied Physics Letters*. – 2006. – V. 88. – P. 011914.
- [56] A.V. Novikov. 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 and Z.F. Krasilnik// *Semiconductor Science and Technology* – 2007. V. 22 – S29 – S32.
- [57] M. V. Shaleev. 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.

Drozhdov, D. N. Lobanov, Z. F. Krasilnik, and O. A. Kuznetsov// *Applied Physics Letters*. – 2007. – V. 91. – P. 021916.

[58] T.A. Langdo. SiGe-free strained Si on insulator by wafer bonding and layer transfer/ T.A. Langdo, M.T. Currie, A. Lochtefeld, R. Hammond, J.A. Carlin, M. Erdtmann, G. Braithwaite, V.K. Yang, C.J. Vineis, H. Badawi and M. T. Bulsara// *Applied Physics Letters*. – 2003. – V. 82 – P. 4256-4258.

[59] T.A. Langdo. Strained Si on insulator technology: from materials to devices/ T.A. Langdo, M.T. Currie, Z.-Y. Cheng, J.G. Fiorenza, M. Erdtmann, G. Braithwaite, C.W. Leitz, C.J. Vineis, J.A. Carlin, A. Lochtefeld, M.T. Bulsara, I. Lauer, D.A. Antoniadis, M. Somerville// *Solid State Electronics* – 2004. V. 48. – P. 1357-1367.

[60] Hongtao Lin. Mid-infrared integrated photonics on silicon: a perspective / Hongtao Lin, Zhengqian Luo, Tian Gu, Lionel C. Kimerling, Kazumi Wada, Anu Agarwal and Juejun Hu // *Nanophotonics*. – 2018. – V. 7. – P. 393 – 420.

[61] N.N Ledentsov. Quantum dots laser/ N.N Ledentsov// *Semiconductor Science and Technology* -2011. V. 26 (1) - P. 014001.

[62] Justin C. Norman. Perspective: The future of quantum dot photonic integrated circuits/ Justin C. Norman, Daehwan Jung, Yating Wan, and John E. Bowers// *APL Photonics*. – 2018. – V. 3. – P. 030901.

[63] D. Huber. Semiconductor quantum dots as an ideal source of polarization-entangled photon pairs on-demand: a review / D. Huber, M. Reindl, J. Aberl, A. Rastelli and R. Trotta // *Journal of Optics*. – 2018. – V. 20(7). – P. 073002.

[64] Jingjing Li. Quantum dots for fluorescent biosensing and bio-imaging applications / Jingjing Li and Jun-Jie Zhu // *Analyst*. – 2013. – V. 138. – P. 2506.

[65] F.K. LeGoues. Measurement of the activation barrier to nucleation of dislocation in thin films/ F.K. LeGoues, P.M. Mooney, and J. Tersoff// *Physical Review Letters* – 1993. V. 71 – P. 396-399.

[66] D.J. Eaglesham. Dislocation-free Stranski-Krastanov growth of Ge on Si(001)/ D.J. Eaglesham, M. Cerullo// *Physical Review Letters* – 1990. V. 64 – P. 1943-1946.

[67] Y.-W. Mo. Kinetic pathway in Stranski-Krastanov growth of Ge on Si(001)/ Y.-W. Mo, D.E. Savage, B.S. Swartzentruber, and M.G. Lagally// *Physical Review Letters* – 1990. V. 65 – P. 1020-1023.

[68] J.A. Floro. SiGe islands shape transitions induced by elastic repulsion/ J.A. Floro, G.A. Lucadamo, E. Chason, L.B. Freund, M. Sinclair, R.D. Twisten and R.Q. Hwang// *Physical Review Letters* – 1998. V. 80 – P. 4717-4720.

-
- [69] G. Abstreiter. Growth and characterization of self-assembled Ge-rich islands on Si/ G.Abstreiter, P.Schittenhelm, C.Engel, E.Silveira, A.Zrenner, D.Meertens and W.Jager// Semiconductor Science and Technology – 1996. V. 11 – P. 1521-1528.
- [70] M.Tomitori. STM study of the Ge growth mode on Si(001) substrates/ M.Tomitori, K.Watanabe, M.Kobayashi, O.Nishikawa// Applied Surface Science – 1994. V. 76-77 – P. 322-328.
- [71] J. Tersoff. Barrierless Formation and Faceting of SiGe Islands on Si(001)/ J.Tersoff, B.J.Spenser, A.Rastelli and H. von Känel// Physical Review Letters – 2002. V. 89 – P. 196104-196107.
- [72] A. Rastelli. Island formation and faceting in the SiGe/Si(001) system / A. Rastelli, H. Känel // Surface Science. – 2003. – V. 532. – P. 769 – 773.
- [73] F.M. Ross. Coarsening of Self-Assembled Ge Quantum Dots on Si(001)/ F.M.Ross, J.Tersoff, and R.M.Tromp// Physical Review Letters – 1998. V. 80 P. 984-987.
- [74] M.W. Dashiell. Photoluminescence of ultrasmall Ge quantum dots grown by molecular-beam epitaxy at low temperatures/ M.W.Dashiell, U.Denker, C.Muller, G.Costantini, C.Manzano, K.Kern, O.G.Schmidt// Applied Physics Letters – 2002. V. 80 – P. 1279-1281.
- [75] T.I. Kamins. 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, and S.J.Rosner// Journal of Applied Physics – 1997. V. 81 – P. 211-219.
- [76] Н.В. Востоков. Фотолюминесценция GeSi/Si(001) самоорганизующихся наноостровков различной формы/ Н.В. Востоков, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, А.Н. Яблонский// ФТТ – 2004. – Вып. 1. - С. 63-66.
- [77] N.V. Vostokov. The relation between composition and sizes of GeSi/Si(001) islands grown at different temperatures/ N.V.Vostokov, S.A.Gusev, Yu.N.Drozдов, Z.F.Krasil'nik, D.N.Lobanov, N.Mesters, M.Miura, L.D.Moldavskaya, A.V.Novikov, J.Pascual, V.V.Postnikov, Y.Shiraki, V.A.Yakhimchuk, N.Usami, and M.Ya.Valakh// Physics of Low-Dimensional Structures – 2001. V. 3/4 - P. 295-302.
- [78] A.V. Novikov. 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.Drozдов, Z.F.Krasil'nik, D.N.Lobanov, L.D.Moldavskaya, A.N.Yablonskiy, M.Miura, N.Usami, Y.Shiraki, M.Ya.Valakh, N.Mesters and J.Pascual// Materials Science and Engineering B – 2002. V. 89 – P. 62-65.
- [79] G.M. Medeiros-Ribeiro. Shape transition of Germanium nanocrystals on a Silicon (001) surface from pyramids to domes/ G.M.Medeiros-Ribeiro, A.M.Bratkovski, T.I.Kamins, D.A.A.Ohlberg, R.S.Williams// Science – 1998. V. 279 – P. 353-355.

-
- [80] F. Montalenti. Atomic-Scale Pathway of the Pyramid-to-Dome Transition during Ge Growth on Si(001)/ F.Montalenti, P.Raiteri, D.B.Migas, H. von Känel, A.Rastelli, C.Manzano, G.Constantini, U.Denker, O.G.Schmidt, K.Kern, and Leo Miglio// *Physical Review Letters* – 2004. V. 93 – P. 216102-216105.
- [81] A.V. Osipov. Stress-driven nucleation of coherent islands: theory and experiment/ A.V.Osipov, F.Schmitt, S.A.Kukushkin// *Applied Surface Science* – 2002. V.188 – P. 156-162.
- [82] J. Tersoff. Self-Organization in Growth of Quantum Dot Superlattices/ J.Tersoff, C.Teichert and M.C.Lagally// *Physical Review Letters* – 1996. V. 76 – P. 1675-1678.
- [83] Y. Hiroyama. In situ transmission electron microscope observations of misfit strain relaxation and coalescence stages of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ on Si(001)/ Y.Hiroyama, M.Tamura// *Thin Solid Films* – 1998. V. 334 – P. 1-5.
- [84] F.K. LeGoues. Cyclic Growth of Strain-Relaxed Islands/ F.K.LeGoues, M.C.Reuter, J.Tersoff, M.Hammar, and R.M.Tromp// *Physical Review Letters* – 1994. V. 73 – P. 300-303.
- [85] S. A. Chaparro. Strain-Driven Alloying in Ge/Si(100) Coherent Islands / S. A. Chaparro, Jeff Drucker, Y. Zhang, D. Chandrasekhar, M. R. McCartney, and David J. Smith // *Physical Review Letters* – 1999. – V. 83 – P. 1199.
- [86] V. Magidson. Evidence of Si presence in self-assembled Ge islands deposited on a Si(001) substrate / V. Magidson, D. V. Regelman, and R. Beserman // *Applied Physics Letters* – 1998. – V. 73 – P. 1044
- [87] S. A. Chaparro. Evolution of Ge/Si(100) islands: Island size and temperature dependence / S. A. Chaparro, Y. Zhang, Jeff Drucker, , D. Chandrasekhar, David J. Smith // *Journal of Applied Physics* – 2000. – V. 87 – P. 2245.
- [88] M. Floyd, Nanometer-scale composition measurements of Ge/Si(100) islands/ M.Floyd, Yangting Zhang, K.P.Driver, J.Drucker, P.A.Crozier, D.J.Smith// *Applied Physics Letters* – 2003. V. 82 – P. 1473-1475.
- [89] G. Capellini. SiGe intermixing in Ge/Si(100) islands/ G.Capellini, M.De Seta, F.Evangelisti// *Applied Physics Letters* – 2001. V. 78 – P. 303-305.
- [90] J. Stangl. Effect of overgrowth temperature on shape, strain, and composition of buried Ge islands deduced from x-ray diffraction/ J.Stangl, A.Hesse, V.Holy, Z.Zhong, G.Bauer, U.Denker, O.G.Schmidt// *Applied Physics Letters* – 2003. V. 82 – P. 2251-2253.
- [91] R. Magalhaes-Paniago. Direct evaluation of composition profile, strain relaxation, and elastic energy of Ge:Si(001) self-assembled islands by anomalous x-ray scattering/ R.Magalhaes-Paniago, G.Medeiros-Ribeiro, A.Malachias, S.Kycia, T.I.Kamins, R.Williams// *Physical Review B* – 2002. V. 66 – P. 245312-245317.

-
- [92] O.G. Schmidt. 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.
- [93] P. Sutter. Low-energy electron microscopy of nanoscale three-dimensional SiGe islands on Si(100)/ P.Sutter, E.Mateeva, J.S.Sullivan, M.G.Lagally// Thin Solid Films – 1998. V. 336 – P. 262-270.
- [94] P. Sutter. Embedding of nanoscale 3D SiGe islands in a Si matrix/ P.Sutter, M.G.Lagally// Physical Review Letters – 1998. V. 81 – P. 3471-3474.
- [95] J.P. Liu. Effect of Si overgrowth on the structural and luminescence properties of Ge islands on Si(100)/ J.P.Liu, J.Z.Wang, D.D.Huang, J.P.Li, D.Z.Sun, M.Y.Kong// Journal of Crystal Growth – 1999. V. 207 – P. 150-153.
- [96] T.U. Schüllli. Direct Determination of Strain and Composition Profiles in SiGe Islands by Anomalous X-Ray Diffraction at High Momentum Transfer/ T.U.Schüllli, J.Stangl, Z.Zhong, R.T.Lechner, M.Sztucki, T.H.Metzger, G.Bauer// Physical Review Letters – 2003. V. 90 – P. 66105-66108.
- [97] O. G. Schmidt. 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.
- [98] U. Denker. Ge hut cluster luminescence below bulk Ge band gap/ U. Denker, M. Stoffel, O.G. Schmidt, H. Sigg// Applied Physics Letters – 2003. V. 82 – P. 454-456.
- [99] K. Brunner. Ordering and Electronic Properties of Self-Assembled Si/Ge Quantum Dots/ K.Brunner, G.Abstreiter// Japanese Journal of Applied Physics – 2001. V. 40 – P. 1860-1865.
- [100] B. Voigtlander. Fundamental processes in Si/Si and Ge/Si epitaxy studied by scanning tunneling microscopy during growth/ B.Voigtlander// Surface Science Reports – 2001. V. 43 – P. 127-254.
- [101] J.S. Sullivan. Mechanisms determining three-dimensional SiGe island density on Si(001)/ J.S.Sullivan, H.Evans, D.E.Savage, M.R.Wilson, M.G.Lagally// Journal of Electronic Materials – 1999. V. 28 – P. 426-431.
- [102] Y.Chen. Structural transition in large-lattice-mismatch heteroepitaxy/ Y.Chen and J.Washburn// Physical Review Letters – 1996. V. 77 – P. 4046-4049.
- [103] N. Usami, Modification of the growth mode of Ge on Si by buried Ge islands/ N.Usami, Y.Araki, Y.Ito, M.Miura, Y.Shiraki// Applied Physics Letters – 2000. V. 76 – P. 3723-3725.

-
- [104] M Brehm. Excitation Intensity Driven PL Shifts of SiGe Islands on Patterned and Planar Si(001) Substrates: Evidence for Ge-rich Dots in Islands/ M Brehm, M Grydlik, F Hackl, E Lausecker, T Fromherz and G Bauer// *Nanoscale Research Letters* – 2010. V. 5. – P. 1868-1872.
- [105] S. Kiravittaya .Advanced quantum dot configurations / S. Kiravittaya, A. Rastelli and O. G Schmidt // *Reports on Progress in Physics* – 2009. – V.72. – P. 046502.
- [106] C. Dais. 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 and D. Grützmacher// *Europhysics Letters*. – 2008. V. 84. – P. 67017.
- [107] E. Lausecker. UV nanoimprint lithography for the realization of large-area ordered SiGe/Si(001) island arrays / E. Lausecker, M. Brehm, M. Grydlik, F. Hackl, I. Bergmair, M. Mühlberger, T. Fromherz, F. Schäffler, and G. Bauer // *Applied Physics Letters* – 2011. – V. 98. – P. 143101
- [108] T Stoica, Two-dimensional arrays of self-organized Ge islands obtained by chemical vapor deposition on pre-patterned silicon substrates / T Stoica, V Shushunova, C Dais, H Solak and D Grützmacher // *Nanotechnology* – 2007 – V. 18 – P. 455307.
- [109] C. Dais, Impact of template variations on shape and arrangement of Si/Ge quantum dot arrays / C. Dais, H. H. Solak, E. Müller, and D. Grützmacher // *Applied Physics Letters*. – 2008. – V. 92. – P. 143102.
- [110] F Pezzoli, Alloying and Strain Relaxation in SiGe Islands Grown on Pit-Patterned Si(001) Substrates Probed by Nanotomography / F Pezzoli, M Stoffel, T Merdzhanova, A Rastelli and OG Schmidt // *Nanoscale Research Letters*. – 2009. – V. 4. – P. 1073.
- [111] M. Grydlik, Optical properties of individual sitecontrolled Ge quantum dots / M. Grydlik, M. Brehm, T. Tayagaki, G. Langer, O. G. Schmidt, and F. Schäffler // *Applied Physics Letters*. – 2015. – V. 106. – P. 251904.
- [112] М.В. Шалеев. Гетероструктуры с Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками и квантовыми точками на Si(001) подложках и релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях: особенности роста и фотолюминесценции // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. - Нижний Новгород. - 2006.
- [113] J. Weber. Near-band-gap photoluminescence of Si-Ge alloys /J. Weber and M. I. Alonso // *Physical Review B*. – 1989. – V. 40 – P. 5683.
- [114] R. Braunstein. Intrinsic Optical Absorption in Germanium-Silicon Alloys // R. Braunstein, A. R. Moore, and F. Herman // *Physical Review*. – 1958. – V. 109. – P. 695.

-
- [115] J.S. Kline. Electroreflectance in Ge-Si Alloys / J.S. Kline, F.H. Pouak and M. Cardona // *Helvetica Physica Acta* – 1968. – V. 41. – P. 968.
- [116] M. L. W. Thewalt. Type II Band Alignment in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ Quantum Wells: The Ubiquitous Type I Luminescence Results from Band Bending/ M. L. W. Thewalt, D. A. Harrison, C. F. Reinhart, J. A. Wolk, and H. Lafontaine// *Physical Review Letters*. – 1997. V. 79 – P. 269.
- [117] C. Penn. Application of numerical exciton-wave-function calculations to the question of band alignment in $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ quantum wells/ C. Penn, F. Schäffler, G. Bauer, and S. Glutsch// *Physical Review B*. – 1999. V. 59 – P. 13314.
- [118] T. Baier. Type-II band alignment in $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 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, and H.-J. Herzog// *Physical Review B*. – 1994. V. 50 – P. 15191.
- [119] H.Sunamura. Island formation during growth of Ge on $\text{Si}(100)$: A study using photoluminescence spectroscopy/ H.Sunamura, N.Usami, Y.Shiraki, S.Fukatsu// *Applied Physics Letters* – 1995. V. 66 – P. 3024-3026.
- [120] P.Schittenhelm. Photoluminescence study of the crossover from two-dimensional to three-dimensional growth for Ge on $\text{Si}(100)$ / P.Schittenhelm, M.Gail, J.Brunner, J.F.Nutzel and G.Abstreiter// *Applied Physics Letters* – 1995.V. 67 –P. 1292-1294.
- [121] В.Я. Алешкин. Самоорганизующиеся наноостровки 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.
- [122] S. Fukatsu. Suppression of phonon replica in the radiative recombination of an MBE-grown type-II Ge/Si quantum dot/ S.Fukatsu, H.Sunamura, Y.Shiraki, S.Komiyama// *Thin Solid Films* - 1998. V. 321 – P. 65-69.
- [123] O. G. Schmidt. Photoluminescence Study of the 2D-3D Growth Mode Changeover for Different Ge/Si Island Phases/ O. G. Schmidt, C. Lange, and K. Eberl// *Physica Status Solidi(b)*. – 1999. V. 215. – P. 319
- [124] H.Sunamura. Photoluminescence investigation on growth mode changeover of Ge on $\text{Si}(100)$ / H.Sunamura, S.Fukatsu, N.Usami, Y.Shiraki// *Journal of Crystal Growth* – 1995. V. 157. – P. 265-269
- [125] V. Yam. Photoluminescence study of a bimodal size distribution of $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ quantum dots/ V. Yam, Vinh Le Thanh, Y. Zheng, P. Boucaud, and D. Bouchier// *Physical Review B*. – 2001. V. 63 – P. 033313.

-
- [126] M. Brehm. Quantitative determination of Ge profiles across SiGe wetting layers on Si (001)/ M. Brehm, M. Grydlik, H. Lichtenberger, T. Fromherz, N. Hrauda, W. Jantsch, F. Schäffler, and G. Bauer// Applied Physics Letters – 2008.V. 93 –P. 121901.
- [127] J. Wan. Band alignments and photon-induced carrier transfer from wetting layers to Ge islands grown on Si(001)/J. Wan, G. L. Jin, Z. M. Jiang, Y. H. Luo, J. L. Liu, and Kang L. Wang// Applied Physics Letters – 2000.V. 78 –P. 1763-1766.
- [128] F. Boscherini. Ge–Si intermixing in Ge quantum dots on Si(001) and Si(111)/ F. Boscherini// Applied Physics Letters – 2000.V. 76 –P. 682.
- [129] A.V. Novikov. 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.
- [130] Vinh Le Thanh. Vertically self-organized Ge/Si(001) quantum dots in multilayer structures/ Vinh Le Thanh, V. Yam, P. Boucaud, F. Fortuna, C. Ulysse, D. Bouchier, L. Vervoort, and J.-M. Lourtioz// Physical Review B. – 1999. V. 60 – P. 5851.
- [131] Wen-Yen Chen. Optical properties of stacked Ge/Si quantum dots with different spacer thickness grown by chemical vapor deposition / Wen-YenChen, Wen-Hao Chang, An-Tai Chou, Tzu-Min Hsu, Pan-Shiu Chen, Zingway Pei, Li-Shyue Lai// Applied Surface Science – 2004. V. 224 – P. 148-151.
- [132] Д.Н. Любанов. Исследования особенностей роста и фотолюминесценции Ge(Si) самоформирующихся островков, выращенных на Si(001) подложках и напряжённых $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слоях// Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – Нижний Новгород. – 2006.
- [133] L. Tsybeskov. Silicon-Germanium Nanostructures for Light Emitters and On-Chip Optical Interconnects / L. Tsybeskov and D. Lockwood // Proceedings of the IEEE – 2009. – V. 97. – P. 1284-1303.
- [134] E.-K. Lee. Photoluminescence thermal quenching in three-dimensional multilayer SiSiGe nanostructures / E.-K. Lee, L. Tsybeskov, T. I. Kamins // Applied Physics Letters. – 2008. – V. 92. – P. 033110.
- [135] C. J. Huang. Different transfer paths for thermally activated electrons and holes in self-organized Ge/Si(001) islands in a multilayer structure / C. J. Huang, Y. Tang, D. Z. Li, B. W. Cheng, L. P. Luo, J. Z. Yu, and Q. M. Wang// Applied Physics Letters – 2001. V. 78 – P. 2006-2008.

-
- [136] P. Rauter. Room-Temperature Group-IV LED Based on Defect-Enhanced Ge Quantum Dots / P. Rauter, L. Spindlberger, F. Schäffler, T. Fromherz, J. Freund, and M. Brehm // ACS Photonics. – 2018. – V. 5 – P. 431 – 438.
- [137] B. V. Kamenev. Excitation-dependent photoluminescence in Ge/Si Stranski-Krastanov nanostructures/ B. V. Kamenev, E.-K. Lee, H.-Y. Chang, H. Han, H. Grebel, and L. Tsybeskov// Applied Physics Letters – 2006.V. 89 –P. 153106.
- [138] P. Boucaud. 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, and D. Bensahel// Physical Review B. – 2001. V. 64 – P. 155310.
- [139] M. Larsson. Spatially direct and indirect transitions observed for SiGe quantum dots/ M. Larsson, A. Elfving, P. O. Holtz, G. V. Hansson, and W.-X. Ni// Applied Physics Letters – 2003. V. 82 – P. 4785-4787.
- [140] M. Wachter. Photoluminescence of confined excitons in MBE-grown $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(100)$ single quantum wells./ M.Wachter, K.Thonke, R.Sauer, F.Schäffler, H.-J.Herzog, E.Kasper// Thin Solid Films – 1992 - V. 222 – P. 10-14.
- [141] M. Larsson. Spatially direct and indirect transitions observed for SiGe quantum dots/ M. Larsson, A. Elfving, P. O. Holtz, G. V. Hansson, and W.-X. Ni// Applied Physics Letters – 2003. V. 82 – P. 4785-4787.
- [142] C. J. Huang. Different transfer paths for thermally activated electrons and holes in self-organized Ge/Si(001) islands in a multilayer structure/ C. J. Huang, Y. Tang, D. Z. Li, B. W. Cheng, L. P. Luo, J. Z. Yu, and Q. M. Wang// Applied Physics Letters – 2001. V. 78 – P. 2006-2008.
- [143] M. Larsson. Growth-temperature-dependent band alignment in Si/Ge quantum dots from photoluminescence spectroscopy/ M. Larsson, A. Elfving, W.-X. Ni, G. V. Hansson, and P. O. Holtz// Physical Review B. – 2006. V. 73 – P. 195319.
- [144] В.Н. Абакумов. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич// Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, Санкт-Петербург, 1997 – Глава 11
- [145] E.-K. Lee. Photoluminescence dynamics and Auger fountain in three-dimensional Si/SiGe multilayer nanostructures/ E.-K. Lee, D. J. Lockwood, J.-M. Baribeau, A. M. Bratkovsky, T. I. Kamins, and L. Tsybeskov// Physical Review B. – 2009. V. 80 – P. 049904
- [146] R. Heitz. Multiphonon-relaxation processes in self-organized InAs/GaAs quantum dots/ R. Heitz, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, L. Eckey, M. Veit, and D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. Yu.

Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kop'ev, and Zh. I. Alferov// *Applied Physics Letters* – 1998. V. 68 – P. 361-363.

[147] M. J. Steer. Electronic energy levels and energy relaxation mechanisms in self-organized InAs/GaAs quantum dots/ M. J. Steer, D. J. Mowbray, W. R. Tribe, M. S. Skolnick, M. D. Sturge, M. Hopkinson, A. G. Cullis, C. R. Whitehouse, and R. Murray// *Physical Review B*. – 1996. V. 54 – P. 17738.

[148] R.P. Schneider. Photoluminescence excitation spectroscopy of InAs_{0.67}P_{0.33}/InP strained single quantum wells/R.P. Schneider, B.W. Wessels// *Journal of Electronic Materials* - 1991. V. 20. - P. 1117 – 1123.

[149] Yu P.Y. Fundamentals of semiconductors (Physics and material properties)/Yu P.Y., Kardona M. // Berlin. Springer. 2010. ed. 4. Chapter 7.1.5. P. 369.

[150] A.I.Yakimov. Excitons in charged Ge/Si type-II quantum dots/ A.I.Yakimov, N.P.Stepina, A.V.Dvurechenskii, A.I.Nikiforov, A.V.Nenashev// *Semiconductor Science and Technology* – 2000. V. 15 – P. 1125-1130.

[151] X.Z.Liao. Annealing effects on the microstructure of Ge/Si(001) quantum dots/ X.Z.Liao, J.Zou, D.J.H.Cockayne, J.Wan, Z.M.Jiang, G.Jin, K.L.Wang// *Applied Physics Letters* – 2001. V. 79 – P. 1258-1260.

[152] Davies, G. The optical properties of luminescence centres in silicon / G. Davies // *Physics Reports*. – 1989. – V. 176. – P. 83–188.

[153] Horst Zimmermann. Integrated Silicon Optoelectronics/ Horst Zimmermann// Springer, 2010

[154] B. Jalali. Advances in Silicon-on-Insulator Optoelectronics/ B. Jalali, S. Yegnanarayanan, T. Yoon, T. Yoshimoto, I. Rendina, and F. Copping// *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*. – 1998. V. 4(6) – P. 938-947.

[155] J. P. Colinge, *Silicon-on-Insulator Technology: Materials to VLSI*, The Netherlands, Dordrecht:Kluwer, 1991.

[156] M. Bruel. Smart-Cut: A New Silicon On Insulator Material Technology Based on Hydrogen Implantation and Wafer Bonding / M. Bruel, B. Aspar and A.-J. Auberton-Hervé // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1997. – V. 36. – P. 1636.

[157] Кузнецов О.А. Сверхрешетки Ge-Ge_{1-x}Si_x, полученные гидридным методом / Кузнецов О.А., Орлов Л.К., Дроздов Ю.Н., Воротынцев В.М., Мильвидский М.Г., Вдовин В.И., Карлес Р., Ланда Г. // *Физика и техника полупроводников*. – 1993. – Т. 27. – С. 1591.

[158] Востоков Н.В. Релаксированные буферные слои Si_{1-x}Ge_x / Si(001), выращенные методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении / Востоков Н.В., Дроздов Ю.Н.,

Красильник З.Ф., Кузнецов О.А., Новиков А.В., Перевошиков В.А., Шалеев М.В. // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47. – С. 44.

[159] Werner Kern. The Evolution of Silicon Wafer Cleaning Technology / Werner Kern // Journal of Electrochemical Society. – 1990. – V. 137. – P. 1887-1892.

[160] М.В. Шалеев. 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 // Физика и техника полупроводников. – 2007. – Т. 41. – С. 172-176.

[161] М.В. Шалеев. 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 // Физика и техника полупроводников. – 2007. – Т. 41. – С. 1375-1380.

[162] Н.В.Востоков. Фотолюминесценция структур с GeSi/Si(001) самоорганизующимися наноструктурами/ 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.

[163] K. Tanaka. Photoluminescence spectra of deformed Si-Ge alloy / K. Tanaka, M. Suezawa, and I. Yonenaga // Journal of Applied Physics – 1996. – V. 80. – P. 6991.

[164] H. Lee. Luminescence from dislocations in silicon-germanium layer grown on silicon substrate / H. Lee and Suk-Ho Choi // Journal of Applied Physics – 1999. – V. 85. – P. 1771.

[165] A. Dargys, J. Kundrotas. Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP// Science and Encyclopedia Publishers – Vilnius, 1994.

[166] Paul A. Temple. Multiphonon Raman spectrum of Silicon/ Paul A. Temple, C.E. Hathaway// Physical Review B – 1973. V. 7 – P. 3685 – 3697.

[167] V.Ya. Aleshkin. The conduction band and selection rules for interband optical transitions in strained Si_{1-x}Ge_x/Ge and Si_{1-x}Ge_x/Si heterostructures / V.Ya. Aleshkin and N.A. Bekin // Journal of Physics: Condensed Matter. – 1997. – V. 9. – P. 4841.

[168] Martin M. Rieger . Electronic-band parameters in strained Si_{1-x}Ge_x alloys on Si_{1-y}Ge_y substrates / Martin M. Rieger and P. Vogl // Physical Review B. – 1993. – V. 48. – P. 14276.

[169] J. P. Dismukes. Lattice Parameter and Density in Germanium-Silicon Alloys / J. P. Dismukes, L. Ekstrom, and R. J. Paff // Journal of Physical Chemistry – 1964. – V. 68. – P. 3021-3027.

[170] N.V.Vostokov. Ge(Si)/Si(001) structures with self-assembled islands: growth and optical properties. / N.V.Vostokov, Yu.N.Drozдов, D.N.Lobanov, A.V.Novikov, M.V. Shaleev, A.N.Yablonsky, and Z.F.Krasilnik. // NATO Science Series II. – 2005. – V. 190 – P. 333.

-
- [171] А.В. Новиков. 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 // Физика и техника полупроводников – 2010. – Т. 44 – С. 346-351.
- [172] E.-K. Lee. Photoluminescence dynamics and Auger fountain in three-dimensional Si/SiGe multilayer nanostructures / E.-K. Lee, D. J. Lockwood, J.-M. Baribeau, A. M. Bratkovsky, T. I. Kamins, and L. Tsybeskov // Physical Review B. – 2009. – V. 79. – P. 233307.
- [173] P. J. Dean. New Radiative Recombination Processes Involving Neutral Donors and Acceptors in Silicon and Germanium / P. J. Dean, J. R. Haynes, and W. F. Flood // Physical Review. – 1967. – V. 161. – P. 711.
- [174] A.F.Dite. Gas-liquid phase diagram in a nonequilibrium electron-hole system in silicon / A.F.Dite, V.D.Kulakovskii, V.B.Timofeev // ЖЭТФ. – 1977. – V. 72. – P. 1156.
- [175] I.Z. Mitrovic. Review of SiGe HBTs on SOI / I.Z. Mitrovic, O. Buiu, S.Hall, D.M. Bagnall, P.Ashburn // Solid-State Electronics. – 2005. – V. 49. – P. 1556.
- [176] D. J. Lockwood. Quantum Confined Luminescence in Si/SiO₂ Superlattices / D.J. Lockwood, Z. H. Lu, and J.-M. Baribeau // Physical Review Letters. – 1996. – V. 76. – P. 539.
- [177] А.Н.Яблонский. Особенности механизмов возбуждения эрбиевой ФЛ в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si / А.Н.Яблонский, Б.А.Андреев, Л.В.Красильникова, Д.И.Крыжков, В.П.Кузнецов, З.Ф.Красильник // ФТП. 2010. Т.44. №11. С.1519.
- [178] 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.
- [179] Fitzgerald, E. A. Totally relaxed Ge_xSi_{1-x} layers with low threading dislocation densities grown on Si substrates / E. A. Fitzgerald, Y.-H. Xie, M. L. Green, D. Brasen, A. R. Kortan, J. Michel, Y.-J Mii, B. E. Weir // Applied Physics Letters. – 1991. – V. 59. – P. 811–813.
- [180] Fitzgerald, E. A. Relaxed Ge_xSi_{1-x} structures for III–V integration with Si and high mobility two-dimensional electron gases in Si / E. A. Fitzgerald, Y.-H. Xie, D. Monroe, P. J. Silverman, J. M. Kuo, A. R. Kortan, F. A. Thiel, B. E. Weir // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. – 1992. – V. 10. – P. 1807–1819.
- [181] Болховитянов, Ю. Б. Искусственные подложки GeSi для гетероэпитаксии – достижения и проблемы. Обзор / Ю. Б. Болховитянов, О. П. Пчеляков, Л. В. Соколов, С. И. Чикичев // ФТП. – 2003. – Т. 37. – С. 513–538.
- [182] R. Soref. Mid-infrared photonics in silicon and germanium / R. Soref // Nature Photonics. – 2010. – V. 4. – P. 495.

-
- [183] J. Hu. Feature issue introduction: mid-IR photonic materials / J. Hu, J. Meyer, K. Richardson, and L. Shah // *Optical Materials Express*. – 2013. – V. 3. – P. 1205.
- [184] D. J. Thomson. Optical detection and modulation at 2 μ m-2.5 μ m in silicon / D. J. Thomson, L. Shen, J. J. Ackert, E. Huante-Ceron, A. P. Knights, M. Nedeljkovic, A. C. Peacock, and G. Z. Mashanovich // *Optics Express*. – 2014. – V. 22. – P. 10825.
- [185] M. Stoffel. Extended wavelength region of self-assembled Ge/Si(001) islands capped with Si at different temperatures / M. Stoffel, U. Denker, G. S. Kar, H. Sigg, and O. G. Schmidt // *Applied Physic Letters*. – 2003. – V. 83. – P. 2910.
- [186] N. Usami. Enhancement of radiative recombination in Si-based quantum wells with neighboring confinement structure / N. Usami, F. Issiki, D. K. Nayak, and Y. Shiraki // *Applied Physic Letters*. – 1995. – V. 67. – P. 524.
- [187] N. Usami. Role of heterointerface on enhancement of no-phonon luminescence in Si-based neighboring confinement structure / N. Usami and Y. Shiraki // *Applied Physic Letters*. – 1996. – V. 68. – P. 2340.
- [188] Hao Lee. Temperature and excitation dependence of photoluminescence line shape in InAs/GaAs quantum-dot structures / Hao Lee, Weidong Yang, and Peter C. Sercel // *Physical Review B*. – 1997. – V. 55. – P. 9757.
- [189] S. Sanguinetti. Carrier transfer and photoluminescence quenching in InAs/GaAs multilayer quantum dots / S. Sanguinetti, M. Padovani, M. Gurioli, E. Grilli, and M. Guzzi // *Applied Physic Letters*. – 2000. – V. 77. – P. 1307.
- [190] E.C. Le Ru. Temperature and excitation density dependence of the photoluminescence from annealed InAs/GaAs quantum dots / E.C. Le Ru, J. Fack, and R. Murray // *Physical Review B*. – 2003. – V. 67. – P. 245318.
- [191] P. Howe. Competition between strain-induced and temperature-controlled nucleation of InAs/GaAs quantum dots / P. Howe, E. C. Le Ru, E. Clarke, B. Abbey, R. Murray, and T. S. Jones // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – V. 95. – P. 2998.
- [192] S. Sanguinetti. Carrier thermal escape and retrapping in self-assembled quantum dots / S. Sanguinetti, M. Henini, M. Grassi Alessi, M. Capizzi, P. Frigeri, and S. Franchi // *Physical Review B*. – 1999. – V. 60. – P. 8276.
- [193] Chahboun, A. Further insight into the temperature quenching of photoluminescence from InAs/GaAs self-assembled quantum dots / A. Chahboun, M. I. Vasilevskiy, N. V. Baidus, A. Cavaco, N. A. Sobolev, M. C. Carmo, E. Alves, B. N. Zvonkov // *J. Appl. Phys.* – 2008. – 103, 083548.

-
- [194] Y. Shiraki. Fabrication technology of SiGe hetero-structures and their properties / Y. Shiraki, A. SakaI // Surface Science Reports. – 2005. – V. 59. – P. 153–207.
- [195] B.Ghyselena. 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.
- [196] S.H. Christiansen. 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.
- [197] B. Pelloux-Prayer, M. Blagojevic, O. Thomas, A. Amara, A. Vladimirescu, B. Nikolic, G. Cesana, P. Flatresse, Faible Tension Faible Consommation (FTFC)(Paris, France, 2012), IEEE, pp. 1-4.
- [198] J. Mazurier. 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.
- [199] [http://www.soitec.com/pdf/planar fd silicon technology competitive soc 28nm.pdf](http://www.soitec.com/pdf/planar_fd_silicon_technology_competitive_soc_28nm.pdf).
- [200] S.H. Wolff. Hydrogen surface coverage: Raising the silicon epitaxial growth temperature / S.H. Wolff, S. Wagner, J.C. Bean, R. Hull and J.M. Gibson // Applied Physics Letters. – 1989. – V. 55. – P. 2017.
- [201] A. Ishizara. 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.
- [202] Лобанов Д.Н. Влияние толщины кремниевого разделительного слоя на электролюминесценцию многослойных структур с самоформирующимися островками Ge(Si)/Si(001) / Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Кудрявцев К.Е., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Красильник З.Ф., Захаров Н.Д., Werner P. // Физика и Техника Полупроводников. – 2012. – V. 46. – P. 1448-1452.